



Н. Е. ЖУКОВСКИЙ

**КЛАССИКИ  
ЕСТЕСТВОЗНАНИЯ**



КЛАССИКИ  
ЕСТЕСТВОЗНАНИЯ



МАТЕМАТИКА

—

МЕХАНИКА

—

ФИЗИКА

—

АСТРОНОМИЯ

---

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ  
МОСКВА ~ 1949 ~ ЛЕНИНГРАД

Н. Е. ЖУКОВСКИЙ



О ГИДРАВЛИЧЕСКОМ  
УДАРЕ  
В ВОДОПРОВОДНЫХ  
ТРУБАХ



---

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ  
МОСКВА - 1949 - ЛЕНИНГРАД

Редактор *Н. М. Семенова.*

Техн. редактор *Л. А. Кушнер.*

---

Подп. к печ. 3/XI 1949 г. А 11828. 6,5 печ. л. + 1 вклейка. 5,09 уч.-изд. л.  
31 080 тип. знак. в печ. листе. Тираж 3 000 экз. Цена 3 руб.  
Переплет 2 руб. Заказ 5310.

---

4-я типография им. Евг. Соколовой Главполиграфиздата при Совете  
Министров СССР. Ленинград; Измайловский пр., 29.

## ОТ ИЗДАТЕЛЬСТВА.

Работа Н. Е. Жуковского «О гидравлическом ударе в водопроводных трубах» представляет одно из наиболее замечательных исследований великого русского ученого. Эта работа, впервые напечатанная в «Бюллетенях Политехнического общества» (№ 5 за 1899 год) и немедленно переведенная на немецкий, английский и французский языки, создала Н. Е. Жуковскому славу мирового ученого в области гидромеханики еще задолго до тех его работ по авиации, которые положили основание современной аэродинамики и доставили ему имя «отца русской авиации».

В своей работе Н. Е. Жуковский дает глубокое и очень полное теоретическое исследование вопроса о гидравлическом ударе в трубах и описывает многочисленные, необычайно широко поставленные опыты на московском водопроводе, всесторонне подтвердившие предложенную автором теорию.

Все другие экспериментальные исследования, произведенные впоследствии, также подтвердили справедливость теории Н. Е. Жуковского, которая нашла теперь признание во всех отраслях техники.

---



**Н.Е.ЖУКОВСКИЙ**

---

**О ГИДРАВЛИЧЕСКОМ  
УДАРЕ  
В ВОДОПРОВОДНЫХ  
ТРУБАХ**









## § 1. ВСТУПЛЕНИЕ.

Предлагаемое сочинение заключает в себе теоретическую обработку результатов наблюдений над ударами воды в водопроводных трубах. Эти наблюдения производились в 1897 и 1898 гг. по инициативе заведующего московским водопроводом Н. П. Зими́на на Алексеевской водокачке инженерами К. П. Карельских, В. В. Ольденборгером и Н. Н. Березовским; руководство же наблюдениями было поручено мне.

Опыты делались над трубами 2", 4" и 6" в диаметре, положенными по поверхности земли на дворе водокачки и соединенными с главной магистралью г. Москвы, которая имеет 24" в диаметре <sup>1)</sup>). Наблюдалось изменение гидродинамического давления в трубе и распространение этого давления вдоль трубы при прекращении течения воды посредством весьма быстрого закрытия задвижки при конце трубы. Эти опыты дали интересные результаты, которые, насколько мне известно, до сих пор не указаны в технической литературе. Оказалось, что все явления гидравлического удара объясняются возникновением и распространением в трубах ударной волны, происходящей от сжатия воды и от расширения стенок трубы.

---

<sup>1)</sup> Так как диаметры труб выражаются в целых числах дюймов ("), то за меру длины в нашем сочинении приняты дюймы, футы и сажени.

## § 2. ЛИТЕРАТУРА, ОТНОСЯЩАЯСЯ К РАССМАТРИВАЕМОМУ ВОПРОСУ.

Теоретические исследования о распространении изменения гидродинамического давления вдоль труб с упругими стенками возникли главным образом при объяснении физиологических (распространение пульса) и звуковых явлений.

Для объяснения опытов, которые делал Марей (Marey) над распространением напора воды вдоль каучуковых труб, Резаль<sup>1)</sup> предложил весьма простой анализ, принимая воду за тело несжимаемое. Он нашел, что скорость  $\lambda$  распространения ударной волны вдоль трубы выражается формулой:

$$\lambda = \sqrt{\frac{Eeg}{2R\gamma}},$$

где  $E$  — модуль упругости каучука,  $e$  — толщина стенок трубы,  $g$  — напряжение тяжести,  $2R$  — диаметр трубы и  $\gamma$  — [весовая] плотность жидкости.

Более полный анализ того же явления при отсутствии сжатия воды, но с учетом влияния инерции стенок трубы и трения жидкости был сделан И. Громекой<sup>2)</sup>. Он дал биквадратное уравнение, корни которого выражают две скорости распространения волн.

Анализ явления, принимая во внимание сжатие воды (применительно к распространению звука), сделал Кортвег<sup>3)</sup>. Он дает, между прочим, следующую приближенную формулу скорости звука в упругой трубке, наполненной жидкостью:

$$\lambda = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\sqrt{\lambda_1^2 + \lambda_2^2}},$$

<sup>1)</sup> Resal H., Note sur les petits mouvements d'un fluide incompressible dans un tuyau élastique, Journal de Mathématiques pures et appliquées, 1876.

<sup>2)</sup> Громека И., О скорости распространения волнообразного движения жидкостей в упругих трубках, Казань, 1883.

<sup>3)</sup> Korteweg D., Over Voorplanting-snelheid van golven in elastische buizen, Leiden, 1878.

где  $\lambda_1$  есть скорость звука в рассматриваемой жидкости, а  $\lambda_2$  — скорость волны в несжимаемой жидкости, наполняющей трубу, определенная по формуле, которую дал Резаль. Кортевег рассматривает трубку как упругую перепонку и не обращает внимания на силы упругости, на сгибание и срезывание стенок трубы. Все эти обстоятельства принял во внимание Ламб<sup>1)</sup> в его недавно появившейся работе о распространении звука в трубах, наполненных жидкостью. Он выводит биквадратное уравнение, из которого можно определить две скорости волны при рассматриваемом явлении. При этом один из корней упомянутого уравнения при небольшой толщине трубы (не превосходящей 0,1 радиуса) близко подходит к скорости, которую дает Кортевег.

Задача техники о распространении вдоль водопроводной трубы гидравлического удара, образующегося вследствие быстрого прекращения истечения воды из трубы, обыкновенно не ставилась в связь с вышеупомянутыми теоретическими исследованиями. Инженеры, которые занимались этой задачей, не обратили внимания на то, что при весьма быстром закрытии задвижки вода останавливается и давление поднимается только у задвижки, и это состояние воды передается по трубе по закону распространения волнообразного движения. Я полагаю, что упомянутое обстоятельство было упущено из виду потому, что наблюдения не делались над длинными трубами; в коротких же трубах, ввиду громадной скорости распространения ударной волны (около 4200 *фут/сек*), поднятие давления представляется происходящим вдоль всей трубы одновременно.

В 1890 г. Черч<sup>2)</sup> напечатал исследование над колебанием напора воды возле закрываемого крана водопроводной трубы. Исследователь полагает, что наибольший напор, наблюдаемый при этих колебаниях, зависит

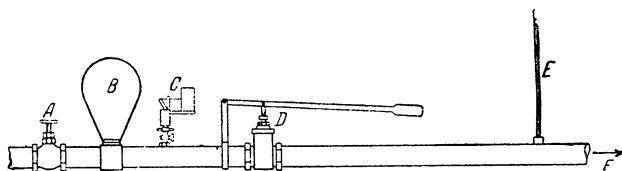
---

1) Lamb H., Über die Geschwindigkeit des Schalles unter Einfluss der Elastizität der Wände, Proceedings of the Manchester Soc., 1898. Краткий отчет о работе см. в Wiedemanns Beiblätter, № 9, 1898.

2) Church, Journal of Franklin Institute, 1890.

от времени и способа закрытия крана (мы увидим ниже, что в том случае, когда время закрытия крана менее времени двойного пробега ударной волны от крана до магистрали, наибольший напор зависит только от скорости истечения воды).

Наиболее обстоятельные исследования над гидравлическим ударом в водопроводных трубах были сделаны по плану, который предложил Карпентер <sup>1)</sup>, студентами Silbey College. Наблюдался удар в трубе, имеющей в диаметре  $1\frac{1}{2}$ " , при скорости истечения воды, достигающей 8,6 фут/сек. Опыты были расположены, как представлено, на фигуре 1.



Фиг. 1.

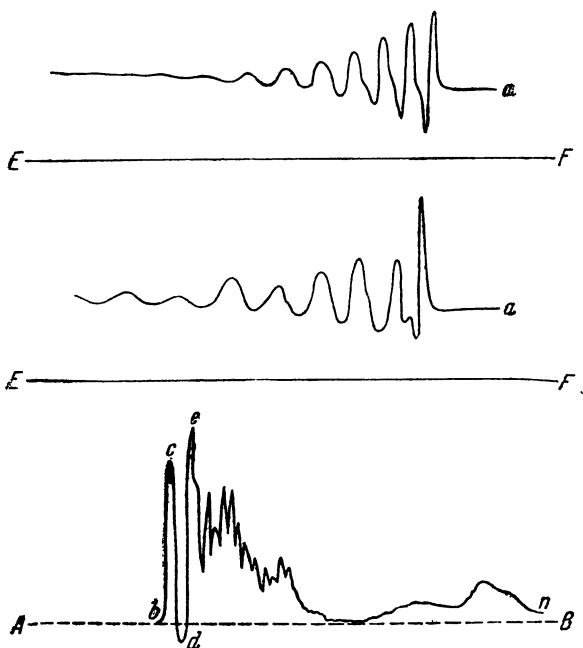
Вода под напором 2 ат подавалась в трубу AF от A к F. Скорость истечения регулировалась краном A и определялась с помощью трубки Пито E. Затвор производился задвижкой D, которая закрывалась посредством быстрого действия рукой на рычаг. Изменение давления воды определялось с помощью индикатора Кросби C, который вычерчивал диаграмму, причем стрелка, изображенная на нашем схематическом рисунке, заменялась карандашом, пишущим по вращающемуся цилиндру. Перед задвижкой D помещался воздушный колпак B, который поворотом около оси трубы вниз мог быть обращен в водяной колпак и мог быть также совсем снят.

Опыты производились с воздушным колпаком, с водяным колпаком и без колпака. Этим трем случаям соответ-

<sup>1)</sup> Carpenter, Some experiments on the effect of water-hammer, The Engineering Record, т. 30, 1894.

ствуют виды диаграмм верхней, средней и нижней, данные на фигуре 2.

Начало первых двух диаграмм обозначено буквой *a*, начало же последней — буквой *b*. Самая плавная диаграмма есть верхняя, получаемая при воздушном колпаке; она



Фиг. 2.

имеет изохронные волны, постепенно понижающиеся с возрастанием времени. При увеличении объема воздуха в колпаке наибольший напор при ударе уменьшался, но это уменьшение не было пропорционально объему колпака.

Для трубы без колпака получалась нижняя неправильная диаграмма. Удар в этом случае вызывал заметное

дрожание трубы. На диаграмме после быстрого поднятия давления на высоту  $bc$  замечалось его падение, идущее ниже линии атмосферного давления  $AB$  до точки  $d$ , потом давление опять быстро поднималось до точки  $e$ , которая большей частью была выше точки  $c$ . Карпенгер не дает объяснения этих, на первый взгляд загадочных изменений давления и пользуется полученным им материалом только для определения наибольших давлений при различных скоростях истечения.

Приводим здесь в сокращенном виде таблицу этих давлений для трубы без колпака, причем мы выражаем да-

Скорость $v$ в фут/сек	Избыток да- вления $P$ в ат	Скорость $v$ в фут/сек	Избыток да- вления $P$ в ат
2,91	4,3	6,02	13,3
3,35	6,1	7,07	15,7
4,20	7,7	8,60	17,3
5,05	9,7		

вления в атмосферах и вычитаем из них  $2 \text{ ат}$ , чтобы получить избыток давления против гидростатического. Мы видим, что избыток давления составляет приблизительно  $2 \text{ ат}$  на каждый фут/сек потерянной при ударе скорости. Это число, как увидим ниже, менее того, которое получилось из опытов при Алексеевской водокачке. Надо предположить, что Карпенгер употреблял для своих наблюдений трубки с более тонкими стенками, нежели мы, или что время затвора его рычажной задвижки было более времени пробега ударной волной двойной длины трубы  $DA$ , считая от задвижки до магистрали. Последнее предположение мне кажется вероятным, так как все вершины волн на диаграммах фигуры 2 заострены<sup>1)</sup>. Опыты, которыми

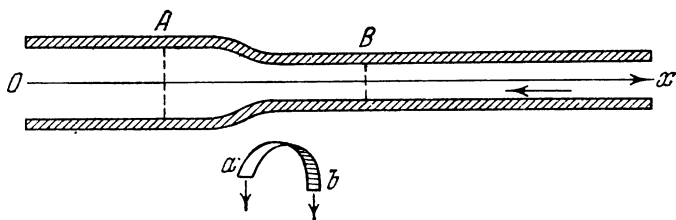
<sup>1)</sup> Карпенгер определяет из диаграммы время  $0,03 \text{ сек.}$ , прошедшее от точки  $b$  начала поднятия давления до его наибольшего значения в точке  $c$ , и предполагает, что это есть время затвора. Я думаю, что это — двойное время пробега ударной волной от задвижки до магистрали. Время же затвора у него, вероятно, более  $0,03 \text{ сек.}$

руководил Карпентер, насколько мне известно, являются главными исследованиями над ударом в водопроводных трубах.

Остальные работы этого рода или относятся непосредственно к гидравлическому тарану, или представляют приближенные теоретические исследования, как, например, исследование Менабреа <sup>1)</sup>).

### § 3. ПРИМЕНЕНИЕ ФОРМУЛЫ КОРТЕВЕГА К ЯВЛЕНИЮ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО УДАРА.

Направим (фиг. 3) ось  $Ox$  вдоль оси трубы навстречу текущей воде, скорость которой будем считать положительной в направлении, обратном оси  $Ox$ .



Фиг. 3.

Предположим, что вследствие быстрого закрытия задвижки при точке  $O$  вода возле этой задвижки останавливается, и эта остановка постепенно передается по трубе, причем вода сжимается, а стенки трубы расширяются. Выделим мысленно массу воды  $M$ , заключенную между двумя смежными перпендикулярными сечениями трубы  $A$  и  $B$ , и напишем для этой массы теорему об изменении со временем количества движения:

$$\pi R^2 p - \pi R'^2 p' + 2\pi \int p \frac{\partial R}{\partial x} R dx = -M \frac{dv}{dt},$$

<sup>1)</sup> Meissner, Die Hydraulik und die hydraulischen Motoren, Iena, 1870, т. I, стр. 404.



где  $R$  и  $R'$  — внутренние радиусы трубы в сечениях  $A$  и  $B$ ,  $p$  и  $p'$  — гидродинамические давления в этих сечениях, а  $v$  — скорость центра тяжести массы  $M$ . Предположив, что сечения  $A$  и  $B$  бесконечно близки, и заменив массу  $M$  через  $\pi R^2 \rho dx$ , где  $\rho$  — плотность жидкости, найдем, что

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho_0 \frac{dv}{dt}. \quad (1)$$

Здесь  $v$  есть скорость в рассматриваемом сечении жидкости,  $\rho_0$  — плотность воды до удара, которую мы пишем здесь вместо  $\rho$  вследствие весьма малой сжимаемости воды, а полная производная по времени имеет следующее значение:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} - v \frac{\partial v}{\partial x}.$$

Определим теперь количество жидкости, вошедшей в продолжение элемента времени  $dt$  в объем, заключенный между смежными сечениями  $A$  и  $B$ , и напишем:

$$\pi R'^2 \rho' v' - \pi R^2 \rho v - 2\pi \int \rho \frac{\partial R}{\partial t} R dx = \frac{M}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t},$$

откуда, переходя к бесконечно близким сечениям, получаем:

$$\frac{\partial v}{\partial x} = \frac{1}{\rho_0} \frac{dp}{dt} + \frac{2}{R_0} \frac{dR}{dt}, \quad (2)$$

где  $R_0$  — значение  $R$  до удара.

Назовем через  $k$  модуль упругости воды (отношение увеличения давления к уменьшению объема, отнесенное к единице объема), через  $p_0$  — давление до удара и напишем:

$$p - p_0 = \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho}\right) k.$$

Эту формулу вследствие малой изменяемости плотности можно представить еще так:

$$p - p_0 = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} k. \quad (3)$$

Вообразим теперь (фиг. 3) бесконечно тонкое полукольцо  $ab$ , представляющее половину части трубы, отре-

зѣмой нашими сечениями  $A$  и  $B$  при их бесконечно близком расположении, и выразим, что силы упругости, развивающиеся в сечениях  $a$  и  $b$  этого полукольца, равны сумме проекций сил давления жидкости на средний радиус полукольца:

$$2dx eE \frac{R - R_0}{R_0} = 2Rdx (p - p_0),$$

где  $e$  — толщина стенок трубы, а  $E$  — модуль упругости ее вещества. Вследствие малой изменчивости  $R$  написанное равенство может быть представлено в таком виде:

$$p - p_0 = \frac{eE}{R_0^2} (R - R_0). \quad (4)$$

Определяем величины  $p$  и  $R$  из формул (3) и (4) и подставляем их в формулу (2):

$$\frac{\partial v}{\partial x} = \left( \frac{1}{k} + \frac{2R_0}{eE} \right) \frac{dp}{dt}.$$

Если для сокращения письма положим, что

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{\frac{\rho_0}{k} + \frac{2R_0\rho_0}{eE}}}, \quad (5)$$

то написанная выше формула представится в следующем простом виде:

$$\lambda^2 \rho_0 \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{dp}{dt}. \quad (6)$$

Формулы (1) и (6) решают вопрос о распространении ударной волны в трубе. Раскрывая в них полные производные по времени, будем иметь:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial x} &= \rho_0 \left( \frac{\partial v}{\partial t} - v \frac{\partial v}{\partial x} \right), \\ \lambda^2 \rho_0 \frac{\partial v}{\partial x} &= \frac{dp}{dt} - v \frac{dp}{dx}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Согласно способу исследования, который предложил Риман <sup>1)</sup>, умножаем первое из этих уравнений сперва на  $\lambda$ , потом на  $-\lambda$  и оба раза складываем со вторым. Получаем:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (p + \rho_0 \lambda v) &= (\lambda + v) \frac{\partial}{\partial x} (p + \rho_0 \lambda v), \\ \frac{\partial}{\partial t} (p - \rho_0 \lambda v) &= -(\lambda - v) \frac{\partial}{\partial x} (p - \rho_0 \lambda v). \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Введем для сокращения письма обозначения:

$$2s = p - \rho_0 \lambda v, \quad 2r = p + \rho_0 \lambda v, \quad (9)$$

и заметим, что на основании формул (8)

$$\left. \begin{aligned} ds &= \frac{\partial s}{\partial x} dx + \frac{\partial s}{\partial t} dt = \frac{\partial s}{\partial x} [dx - (\lambda - v) dt], \\ dr &= \frac{\partial r}{\partial x} dx + \frac{\partial r}{\partial t} dt = \frac{\partial r}{\partial x} [dx + (\lambda + v) dt]. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Эти уравнения показывают, что значение функции  $s$  переносится вдоль трубы в положительную сторону оси  $Ox$  со скоростью волны  $\lambda - v$ , а значение функции  $r$  переносится в прямо противоположную сторону со скоростью  $\lambda + v$ . Обе эти скорости не равны между собой и переменны вследствие изменяемости  $v$ ; но в рассматриваемых нами опытах  $v$  не более 10 *фут/сек*, тогда как постоянная величина  $\lambda$ , как будет показано ниже, около 4200 *фут/сек*. Вследствие этого мы можем, делая очень малую ошибку, сказать, что значения обеих функций  $s$  и  $r$  переносятся: одна в положительную сторону оси  $Ox$ , а другая — в отрицательную сторону ее с постоянной скоростью  $\lambda$ . Эта мысль выражается математически следующими формулами:

$$\left. \begin{aligned} s &= \frac{p_0 + v_0 \rho_0 \lambda}{2} - \rho_0 \lambda F(x - \lambda t), \\ r &= \frac{p_0 + v_0 \rho_0 \lambda}{2} - \rho_0 \lambda F_1(x + \lambda t), \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

<sup>1)</sup> Riemann, Über die Fortpflanzung ebener Luftwellen von endlicher Schwingungsweite, Gesammelte Werke, 1876, стр. 145.

где  $F$  и  $F_1$  — некоторые произвольные функции, а постоянные величины и множители прибавлены для удобства дальнейших выводов.

Зная  $s$  и  $r$ , мы можем на основании формулы (9) определить во всякой точке трубы и во всякое время  $v$  и  $p$ . Эти функции будут:

$$\left. \begin{aligned} v &= F(x - \lambda t) - F_1(x + \lambda t), \\ p - p_0 &= [v_0 - F(x - \lambda t) - F_1(x + \lambda t)]\rho_0\lambda. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Входящие сюда произвольные функции  $F$  и  $F_1$  должны быть определены по начальному состоянию течения жидкости и по граничным условиям в концах трубы.

Скорость распространения ударной волны  $\lambda$  дана формулой (5). Если бы стенки трубы были нерастяжимы, то мы должны были бы положить  $E = \infty$  и тогда получили бы для скорости ударной волны величину

$$\lambda_1 = \sqrt{\frac{k}{\rho_0}} = \sqrt{\frac{kg}{\gamma}}, \quad (13)$$

где  $\gamma$  — плотность жидкости, отнесенная к весу, а  $g$  — напряжение тяжести. Это есть скорость распространения звука в свободной жидкости. Если же, наоборот, мы бы имели несжимаемую жидкость, то надо бы положить  $k = \infty$ , и мы нашли бы формулу

$$\lambda_2 = \sqrt{\frac{eE}{2R_0\rho_0}} = \sqrt{\frac{eEg}{2R_0\gamma}}, \quad (14)$$

которую вывел Резаль для скорости распространения изменения давления несжимаемой жидкости вдоль упругой трубки.

В предположении сжимаемости жидкости и расширяемости стенок трубы мы получаем формулу (5), которой можно дать следующий простой вид:

$$\lambda = \frac{\lambda_1\lambda_2}{\sqrt{\lambda_1^2 + \lambda_2^2}} = \frac{\lambda_1}{\left[1 + \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^2\right]^{1/2}}. \quad (15)$$

Это есть формула, которую дает Кортвег для распространения звука; сказанное доказывает, что она может быть применена и к гидравлическому удару.

Заметим еще, что вошедшая в наш анализ формула (4) является приближенной, так как при выводе ее мы не обратили внимания на силы упругости, развивающиеся в сечениях нашего полукольца, перпендикулярных оси трубы, и на силы инерции вещества полукольца при его движении.

Первое обстоятельство не должно оказывать заметного влияния при наблюдениях над водопроводными трубами, так как последние стыкаются из большого числа отдельных частей, которые могут быть рассматриваемы как упругие кольца конечной длины. Что касается сил инерции вещества трубы, то при имеющемся в наблюдениях времени [закрытия] затвора влияние этих сил является совершенно ничтожным сравнительно с эффектом сил упругости трубы. Действительно, если принять во внимание силы инерции вещества трубы, то формула (4) должна быть заменена следующей:

$$p - p_0 = \frac{eE}{R_0^2} (R - R_0) + e\rho_1 \frac{d^2R}{dt^2},$$

где  $\rho_1$  — плотность чугуна.

Время закрытия задвижки, при всем нашем старании сделать его по возможности коротким, не могло быть сделано менее, как 0,02 сек.; поэтому за наибольшее значение  $\frac{d^2R}{dt^2}$  надо считать величину

$$\frac{2(R - R_0)}{(0,02)^2} = 5000 (R - R_0).$$

Подставляя это в вышенаписанную формулу, представим ее на основании формулы (14) в таком виде:

$$p - p_0 = 2\rho_0 (R - R_0) R_0 \left[ \left( \frac{\lambda_2}{R_0} \right)^2 + \frac{e}{2R_0} \frac{\rho_1}{\rho_0} 5000 \right].$$

Для трубы в 2'' в диаметре  $\lambda_2$ , как будет показано в конце

этого параграфа, составляет около 1834 *саж/сек*, так что

$$\left(\frac{\lambda_2}{R_0}\right)^2 = (154\,056)^2,$$

а

$$5000 \cdot \frac{e}{2R_0} \frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{1}{6} \cdot 7,8 \cdot 5000 = 6500.$$

Второе число, выражающее влияние инерции, является совершенно ничтожным сравнительно с первым. Этим объясняется то обстоятельство, что при всех наших наблюдениях индикаторы ни разу не обнаруживали давлений жидкости, передаваемых по трубе с двумя различными скоростями, о которых говорят Ламб и Громека.

Величина  $\lambda_1$  представляет скорость распространения звука в свободной жидкости, т. е. в нашем случае в воде. Эта скорость, как известно, равна 1435 *м/сек* или 673 *саж/сек*, поэтому мы будем брать

$$\lambda_1 = 673 \text{ саж/сек.}$$

Что касается скорости  $\lambda_2$ , то она определяется по формуле (14) и выходит различной для труб различных диаметров, потому что дробь

$$\frac{e}{2R_0},$$

входящая в упомянутую формулу, по правилам, установленным в практике, берется тем менее, чем диаметр трубы более.

В таблицах, данных на Московском водопроводном съезде, имеем для труб, употребляемых в России, следующие соотношения между диаметром и толщиной:

$2R_0$ в дюймах	2	4	6	24
$e$ в дюймах	$\frac{10}{32}$	$\frac{11}{32}$	$\frac{13}{32}$	$\frac{22}{32}$
$\sqrt{\frac{e}{2R_0}}$	$\frac{1}{8} \sqrt{10}$	$\frac{1}{8} \sqrt{\frac{11}{2}}$	$\frac{1}{8} \sqrt{\frac{13}{3}}$	$\frac{1}{8} \sqrt{\frac{11}{6}}$

Вычислим скорость  $\lambda_2$  для трубы диаметром в 2" и выразим эту скорость сначала в *м/сек.* Модуль упругости для чугуна, из которого делают водопроводные трубы, можно принять около 1 000 000 *кг/см<sup>2</sup>* или  $10^{10}$  *кг/м<sup>2</sup>*, так что

$$E = 10^{10}.$$

Полагая в формуле (14)

$$g = 9,8, \quad \gamma = 1000,$$

найдем для трубы в 2" по приведенной таблице:

$$\lambda_2 = \frac{1}{8} \sqrt{\frac{10^{10} \cdot 9,8}{10^8}} = \frac{10\,000}{8} \sqrt{9,8} = 3913 \text{ м/сек.}$$

Таким образом для трубы в 2" в диаметре

$$\lambda_2 = 1834 \text{ саж/сек.}$$

Если эту величину  $\lambda_2$  умножим соответственно на

$$\sqrt{\frac{11}{20}}, \quad \sqrt{\frac{13}{30}}, \quad \sqrt{\frac{11}{60}},$$

то получим скорости  $\lambda_2$  для труб в 4", 6" и 24"; пользуясь же формулой (15), определим по  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  величину  $\lambda$ .

В следующей таблице даны величины  $\lambda_2$  и  $\lambda$  для труб четырех рассматриваемых диаметров:

$2R_0$ в дюймах	2	4	6	24
$\lambda_2 \frac{\text{саж}}{\text{сек}}$	1834	1360	1207	786
$\lambda \frac{\text{саж}}{\text{сек}}$	632	604	598	511

#### § 4. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ НАИБОЛЬШЕГО УВЕЛИЧЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ ВО ВРЕМЯ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО УДАРА.

После момента закрытия задвижки в точке *O* при конце трубы (фиг. 3) вдоль трубы будет, как явствует из сказанного в § 3, передаваться со скоростью  $\lambda$  фаза, соответствующая скорости нуль и наибольшему подъему

§ 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАИБОЛЬШЕГО УВЕЛИЧЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ 23

давления  $p - p_0$ . Пусть сечения  $A$  и  $B$  в нашей трубе расположены в данный момент времени так, что в сечении  $A$  скорость жидкости есть нуль и давление есть наибольшее давление  $p$ , а в сечении  $B$  скорость жидкости есть  $v_0$  и давление есть давление до удара  $p_0$  (мы предполагаем сначала для простоты рассуждения, что давление до удара одинаково во всей трубе). Количество жидкости, прошедшее через сечение  $B$  и равное

$$\pi R_0^2 v_0 dt,$$

поместится в пространстве между сечениями  $B$  и  $A$ , потому что во время  $dt$  точка, с которой начинаются деформация трубы и изменение плотности  $\rho$ , подвинется вправо на пространство  $\lambda dt$ . Освободившийся от этой причины объем будет:

$$\pi (R^2 - R_0^2) \lambda dt + \pi R_0^2 \left( \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) \lambda dt.$$

Сравнивая между собой оба объема и пользуясь соотношениями (3) и (4), найдем, что

$$v_0 = (p - p_0) \left( \frac{2R_0}{eE} + \frac{1}{k} \right) \lambda.$$

Из этой формулы определяется искомая величина  $p - p_0$  приращения давления от удара, которую мы будем обозначать через  $P$ :

$$P = \frac{v_0}{\lambda \left( \frac{2R_0}{eE} + \frac{1}{k} \right)}.$$

На основании формулы (5) это равенство преобразуется так:

$$P = \frac{v_0 \lambda \gamma}{g}. \quad (16)$$

Мы видим, таким образом, что *приращение давления в трубе от гидравлического удара прямо пропорционально скорости, потерянной на ударе, и скорости распространения волны в трубе,*



Формула (16) может быть точно так же выведена и из теоремы живых сил. Пусть длина трубы есть  $l$ . Вся живая сила воды, наполняющей трубу, будет:

$$\pi R_0^2 \rho_0 l \frac{v_0^2}{2}.$$

Эта живая сила потратилась на работу расширения трубы и сжатия воды. Так как первоначальное давление  $p_0$  уравновешено давлениями стенок трубы и упругости воды, то работа будет производить приращение давления, которое изменится от нуля до  $P$ . Работа на расширение стенок трубы будет по формуле (4):

$$2\pi R_0 l \int P d(R - R_0) = \frac{2\pi R_0^3}{eE} l \int P dP = \frac{\pi l R_0^3}{eE} P^2;$$

подобным же образом работа на сжатие воды на основании формулы (3) выразится так:

$$\frac{\pi R_0^2 l}{\rho_0} \int P d(\rho - \rho_0) = \frac{\pi R_0^2 l}{k} \int P dP = \frac{\pi R_0^2 l}{2k} P^2.$$

Приравнявая сумму этих работ вышенаписанной потерянной живой силе, найдем:

$$\rho_0^2 v_0^2 = \left( \frac{2R_0^3 \rho_0}{eE} + \frac{\rho_0}{k} \right) P^2,$$

откуда на основании формулы (5) сейчас же получим формулу (16).

Величина

$$\frac{v_0 \lambda}{g},$$

входящая в формулу (16), выражает нам высоту столба воды, соответствующую определенному давлению  $P$ . Если выразим эту высоту в футах и разделим на 34 (средняя высота атмосферного давления), то найдем число атмосфер  $h$ , на которое прирастает давление на каждый фут/сек потерянной скорости. Полагая, что  $g = 32$  фут/сек<sup>2</sup>, а ско-

## § 5. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДАРНОЙ ДИАГРАММЫ 25

рость  $\lambda$  выражена в *саж/сек*, получим для определения  $h$  формулу:

$$h = \frac{7\lambda}{1088}. \quad (17)$$

По этой формуле составляем теоретическую табличку величин  $h$ . Первые три числа этой таблицы близки к 4, так

$2P_0$ в дюймах	2	4	6	24
$h$ ат	4,066	3,886	3,783	3,287

что на основании теоретических соображений следует для труб в 2", 4" и 6" ожидать 4 ат добавочного давления на каждый фут/сек потерянной скорости.

## § 5. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВИДА УДАРНОЙ ДИАГРАММЫ В РАЗЛИЧНЫХ ТОЧКАХ ТРУБЫ.

Задача о виде диаграммы, которую вследствие быстрого прекращения истечения воды будет вычерчивать карандаш индикатора, соединенного с трубой в какой-нибудь ее точке, решается через определение произвольных функций, входящих в формулу (12). Это определение должно быть сделано так, чтобы удовлетворить заданным значениям  $v$  и  $p$  во всех точках трубы в начальный момент времени и условиям, которыми стеснены  $v$  и  $p$  при конце и начале трубы, за все время после начала закрытия задвижки. В начальный момент времени вдоль всей трубы  $v$  имеет постоянное значение  $v_0$ ; мы будем сначала принимать для простоты, что и величина  $p_0$  вдоль всей трубы при этом постоянна и мало отличается от давления в магистрале<sup>1)</sup>, с которой труба соединена (это приблизительно

---

<sup>1)</sup> В § 11 будет показано, как отражается на виде индикаторной диаграммы то обстоятельство, что гидравлическое давление падает от начала к концу трубы.

имеет место, когда вода истекает из трубы при мало открытой задвижке). Если  $\tau$  будет время затвора, то от момента [начала] закрытия задвижки за время  $\tau$  скорость  $v$  при конце трубы будет выражаться некоторой функцией времени:

$$v = f(t),$$

зависящей от способа закрывания задвижки. Эта функция за время  $\tau$  убывает от  $v_0$  до 0. По истечении времени  $\tau$  будем для всего дальнейшего времени иметь при конце трубы  $v = 0$ . При начале трубы, считая магистраль очень большого диаметра сравнительно с трубой, будем все время иметь постоянное давление  $p = p_0$ .

Для большего удобства мы будем вместо величины  $p$  рассматривать величину  $P = p - p_0$  и скажем относительно нее, что она в начальный момент равна нулю вдоль всей трубы и все время равна нулю у начала трубы при магистрали. Будем предполагать, что величины  $v$  и  $P$ , данные формулой (12), слагаются из суммы величин:

$$v = v_1 + v_2, \quad P = P_1 + P_2,$$

где

$$v_1 = F(x - \lambda t), \quad P_1 = \rho \lambda [v_0 - F(x - \lambda t)], \quad (18)$$

$$v_2 = -F_1(x + \lambda t), \quad P_2 = -\rho \lambda F_1(x + \lambda t). \quad (19)$$

Фаза состояний  $v_1$  и  $P_1$  будет передаваться по трубе вправо со скоростью  $\lambda$  и будет называться нами *правой волной*, а фаза состояний  $v_2$  и  $P_2$  будет передаваться по трубе со скоростью  $\lambda$  влево и будет называться нами *левой волной*.

Если длина трубы есть  $l$ , то функция  $F$ , определяющая правую волну, должна быть найдена для всех значений аргумента от  $l$  до  $-\infty$ , а функция  $F_1$ , определяющая левую волну, должна быть найдена для всех значений аргумента от  $0$  до  $+\infty$ .

Дадим здесь графическое построение этих функций, или, что все равно, построим диаграммы правой и левой волн. Пусть

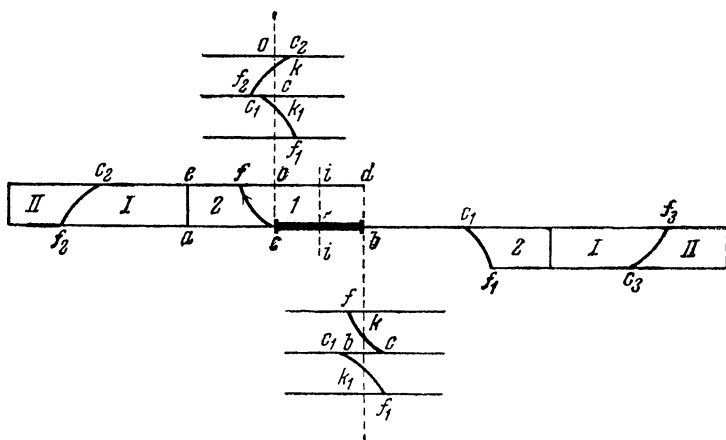
$$cb = \frac{l}{\lambda}$$

§ 5. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДАРНОЙ ДИАГРАММЫ 27

представляет выраженную во времени пробега ударной волной длину трубы (фиг. 4). Примем отрезок  $cb$  за половину основания прямоугольника  $abde$ , высота которого будет:

$$co = v_0.$$

Построим кривую  $cf$ , ординаты которой отсчитываются



Фиг. 4.

вниз от горизонтали  $oe$  и выражают скорости воды у задвижки за время затвора:

$$v = f(t) = F(-\lambda t),$$

причем абсциссы  $t$  откладываются по  $oe$  от  $o$  к  $e$ , так что  $of = \tau$ .

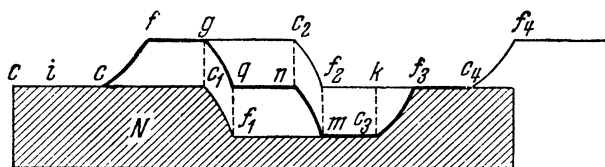
Кривая  $cf$  разделит наш прямоугольник  $abde$  на две фигуры (1) и (2). Из этих фигур и складываются диаграммы, которые представляют правую и левую волны. На фигуре 4 римскими цифрами I и II обозначаются упомянутые фигуры в том случае, если их пришлось положить на плоскость чертежа стороной; противоположной той, какой они лежат на плоскости, составляя прямоуголь-

ник  $abde$ . Над горизонталью, проходящей через трубу  $cb$ , помещена на фигуре 4 диаграмма правой волны, которая составлена последовательно из контуров (2), (I), (II), (I), ...; под упомянутой горизонталью помещена диаграмма левой волны, которая составлена последовательно из контуров (2), (I), (II), (I), ..., причем  $c_1b = cb$ .

Величины  $v$  в правой волне даются вертикальными расстояниями горизонтали  $ed$  от точек линии  $bcfc_2f_2...$ , а давления  $P$  даются, согласно формуле (18), расстояниями упомянутой линии от горизонтали  $ab$ , умноженными на  $\rho\lambda$ . Величины  $v$  в левой волне даются отрицательными значениями расстояний от горизонтали  $ab$  точек линии  $cc_1f_1c_3f_3...$ , а давления  $P$ , согласно формуле (19), даются отрицательными значениями тех же расстояний, умноженными на  $\rho\lambda$ .

Легко видеть, что построенные нами диаграммы правой и левой волн удовлетворяют всем вышеупомянутым начальным и граничным условиям. Действительно, предположив, что эти диаграммы движутся со скоростью, равной единице (единица скорости по горизонтали  $cb$  соответствует скорости  $\lambda$  по длине трубы), одна направо, другая налево, найдем для начального момента времени вдоль всей трубы  $cb$  скорость  $v = v_0$  и давление  $P = 0$ ; далее, начиная от момента [начала] закрытия задвижки, получим при ней скорость, представленную расстояниями точек кривой  $cf$  от горизонтали  $ed$ , т. е. изменяющуюся по заданному закону  $f(t)$ . После полного закрытия задвижки вдоль трубы  $cb$  будет передаваться скорость  $v = 0$  и давление  $P = v_0\rho\lambda$ . В тот момент, когда точка  $c$  правой волны подойдет к началу  $b$  трубы, к этой же точке подойдет и точка  $c_1$  левой волны. С этого момента начнется сложение положительного давления  $\rho\lambda bk$  (см. фигуру 4 под точкой  $b$ ), приносимого правой волной, с отрицательным давлением  $-\rho\lambda bk_1$ , приносимым левой волной. Так как  $bk = bk_1$ , то это сложение будет давать для значения  $P$  при начале трубы величину  $P = 0$ ; то же будет иметь место, когда правая волна будет приносить к точке  $b$  значение  $P_1 = v_0\rho\lambda$ , а левая  $P_2 = -v_0\rho\lambda$ . Когда

точка  $c_2$  правой волны подойдет к точке  $o$ , а точка  $c_1$  левой волны подойдет к точке  $c$  (см. фигуру 4 над точкою  $c$ ), то при конце трубы  $c$  начнется сложение положительной скорости  $ok$ , приносимой правой волной, с отрицательной скоростью  $ck_1$ , приносимой левой волной (см. фигуру 4 над точкою  $c$ ). Так как во всякий момент времени  $ok = ck_1$ , то все время у задвижки  $v = 0$ ; то же будет иметь место, когда правая волна будет приносить к задвижке скорость  $v_0$ , а левая — скорость —  $v_0$ .



Фиг. 5.

Продолжая рассуждать таким образом, убедимся, что за все время после удара при начале трубы будем иметь  $P = 0$ , а при конце  $v = 0$ . Построим теперь диаграмму индикатора для какой-нибудь точки трубы, отстоящей от конца трубы на расстоянии  $\xi$ . Пусть  $ci$  будет это расстояние, выраженное во времени его пробега ударной волной:

$$ci = \frac{\xi}{\lambda}.$$

Мы должны бы были для желаемой цели к каждой величине  $P$ , взятой (фиг. 4) на диаграмме левой волны на расстоянии  $t$  вправо от  $i$ , придать алгебраически величину  $P$ , взятую с диаграммы правой волны на расстоянии  $t$  влево от  $i$ ; но вместо этого мы можем просто вообразить, что чертеж (фиг. 4) перегнут около вертикали  $ii$  и левая его половина наложена на правую. При этом симметричные относительно оси  $ii$  точки прямой  $if_3$  и прямой  $if_2$  совпадут, как это представлено на фигуре 5, на которой контуры диаграмм левой и правой волн обозначены теми же буквами, какими они обозначены на фигуре 4.

Мы видим, что диаграмма индикатора будет иметь вид зачерненной линии  $cf g q n t c_3 f_3 c_4$ . Можно дать удобный практический способ построения таких диаграмм для различных точек трубы. Надо сделать линейку  $N$  и обрезать ее сверху по контуру  $cc_1 f_1 c_3 f_3 c_4$  левой волны; потом начертить на бумаге повернутую слева направо правую волну  $cfc_2 f_2 c_4 f_4$  и приложить к ней линейку, как показано на фигуре, причем

$$cc = 2 \frac{\xi}{\lambda}.$$

Сообразая после этого алгебраическую сумму  $P_1 + P_2$  в соответственных точках, мы сейчас же вычертим контур  $cf g q n t c_3 f_3 c_4$ , представляющий диаграмму индикатора (ординаты контура надо умножить на  $\rho\lambda$ ). Длина этого контура по направлению прямой  $P=0$  будет:

$$cc_4 = \frac{4l}{\lambda},$$

т. е. представит учетверенное время пробега ударной волной всей трубы, причем из данного построения видно, что с течением времени указанная диаграмма будет периодически повторяться.

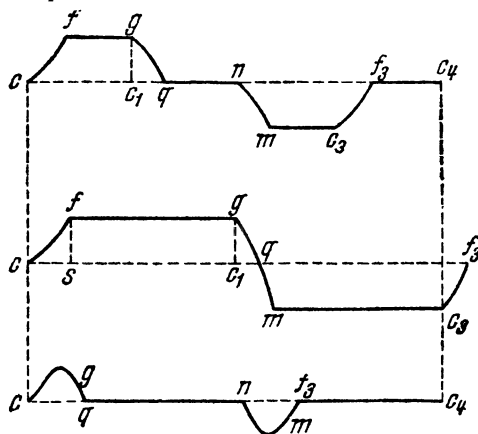
Заметив, что проекции кривых  $cf, c_1 f_1, \dots$  на направление  $cc$  равны времени затвора  $\tau$ , найдем для различных частей нашей диаграммы следующие величины:

$$\left. \begin{aligned} cc_1 = nk &= \frac{2(l-\xi)}{\lambda}, \\ fg = mc_3 &= \frac{2(l-\xi)}{\lambda} - \tau, \\ c_1 n = kc_4 &= \frac{2\xi}{\lambda}, \\ qn = f_3 c_4 &= \frac{2\xi}{\lambda} - \tau. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Из первой формулы следует, что *время, протекшее от начала поднятия давления  $P$  до начала его падения, равно двойному времени пробега ударной волной расстояния от индикатора до магистрали.* Это положение

§ 5. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДАРНОЙ ДИАГРАММЫ 31

принято нами в основание метода определения  $\lambda$ , причем диаграммы снимались по большей части у задвижки, и  $\lambda$  получалась через разделение двойной длины трубы на упомянутое время.



Фиг. 6.

Когда индикатор поставлен настолько близко к концу трубы, что

$$\frac{2\xi}{\lambda} < \tau,$$

тогда на диаграмме не получается прямых  $qn$  и  $f_3c_4$  нулевого значения  $P$ ; равным образом, когда он поставлен настолько близко к началу трубы, что

$$\frac{2(l-\xi)}{\lambda} < \tau,$$

то не получается прямых  $fg$  и  $mc_3$  наибольшего положительного и отрицательного  $P$ . Таким образом в рассматриваемой задаче могут существовать три вида диаграмм, изображенных на фиг. 6.

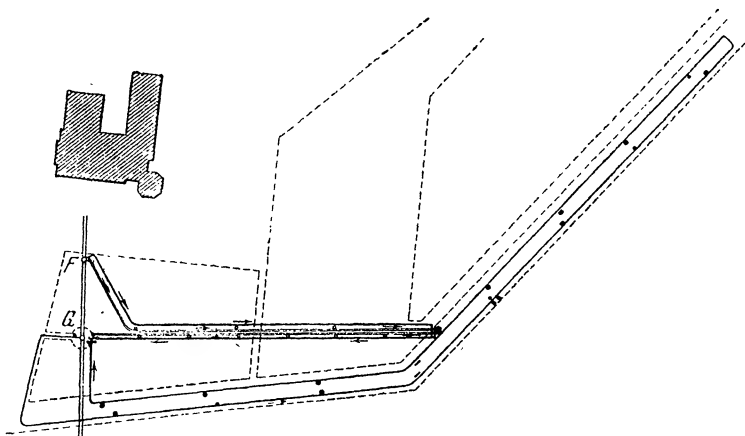
Диаграммы, снимаемые у задвижки, имеют всегда второй вид; при этом следует обратить внимание на то, что в этом случае первая диаграмма не вполне симметрична с последующими периодически повторяемыми диаграммами,



так как проекция на прямую  $P=0$  кривой  $cf$  есть  $c$ ; проекции же на эту прямую  $gq$ ,  $mq$  и  $c_3f_3$  суть  $\frac{c}{2}$ ; в последующих же диаграммах проекции всех четырех упомянутых боков суть  $\frac{c}{2}$ . На третьей диаграмме выступ и впадина уменьшаются с приближением к началу трубы, и при самом начале индикатор должен нам дать прямую  $P=0$ .

### § 6. РАСПОЛОЖЕНИЕ НАБЛЮДЕНИЙ НАД ГИДРАВЛИЧЕСКИМ УДАРОМ ПРИ АЛЕКСЕЕВСКОЙ ВОДОКАЧКЕ.

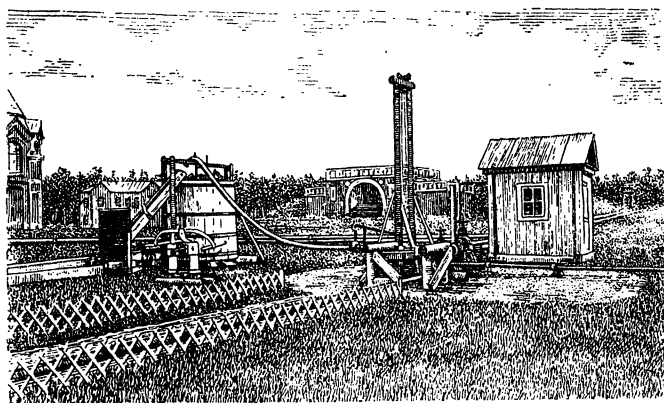
Три системы труб, диаметрами в 4", 6" и 2", из которых первая имела длину 150,0 сажений, вторая — длину 152,3 сажени, а третья — длину 356,3 сажени, были заложены по двору Алексеевской водоканчки, как это показано на фигуре 7.



Фиг. 7.

Трубы в 4" и 6" брали свое начало от колодца  $F$  главной магистрали в 24" в диаметре и имели выпускную

Задвижку около колодца *G*; они располагались в виде двух рядом идущих петель. На фигуре 7 внутренняя, незачерченная труба есть труба в 4", а наружная, представленная черной чертой, есть труба в 6". Труба в 2" примыкала к магистрали в 24" у колодца *G* и, сделав длинную петлю, идущую около забора двора водокачки, представленного крайним пунктиром, возвращалась назад к выпускной задвижке, расположенной около того же колодца. Выпускной конец для всех трех труб был сделан общий, так что одна и та же задвижка могла служить для затвора любой из труб при их надлежащем соединении с выпускной трубой. Над задвижкой возвышалась двунога (фиг. 8), служащая для подъема груза с помощью проволочного каната, перекинутого через блок. Этот груз падал во всех наших опытах с одной и той же высоты и, дергая посредством проволочного каната за рычаг задвижки, закрывал ее в продолжение около 0,03 сек.



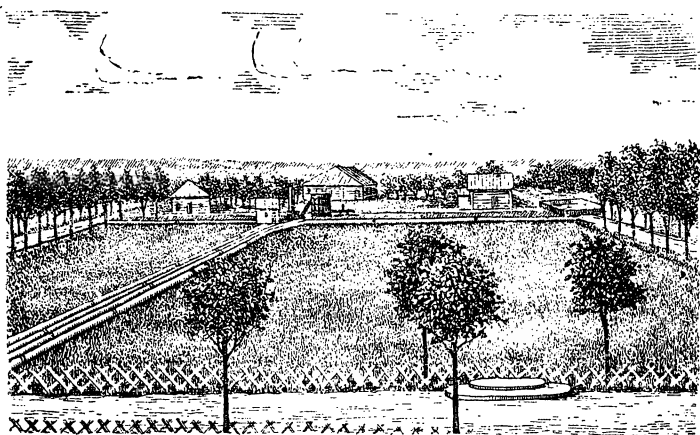
Фиг. 8.

Около двуноги находилась постоянная будка № I, в которой помещался индикатор Кросби, соединяемый с концом испытуемой трубы.

Количество вытекающей воды при наблюдениях над трубой в 2" определялось в фунтах с помощью малого

металлического бака, поставленного прямо на десятичные весы, а при наблюдениях над трубами в 4" и 6" это количество определялось в пудах с помощью большого деревянного бака, снабженного водомерной трубкой, градуированной на пуды. Эти баки видны на фигуре 8 налево от двуноги.

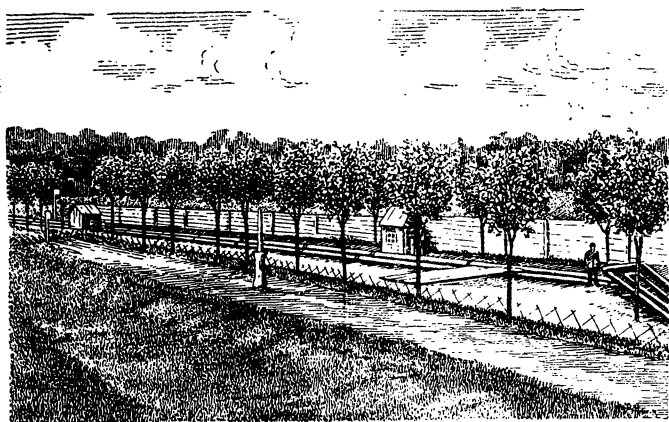
При пользовании малым баком опыт производился так. Рукав, соединенный с выпускной трубой, оканчивался короткой изогнутой металлической трубкой, которая подвешивалась на крючок на высоту малого бака. Водовыпускная



Фиг. 9.

затворка открывалась до желаемой степени, и вода изливалась на землю. Когда скорость истечения устанавливалась, то конец рукава быстро нацеплялся на край бака, и вода принималась в бак в продолжение одной минуты, после чего конец рукава быстро переносился опять на прежний крючок. Затем спускали гирию и быстрым затвором задвижки производили гидравлический удар. Когда наблюдение оканчивалось, то приступали к взвешиванию бака, который перед началом опыта был уравновешен на десятичных весах. Таким образом определялся в фунтах вес воды, излившейся в бак, а по этому весу определялась скорость движения воды в трубе в 2".

При пользовании большим баком опыт располагался так: конец рукава укреплялся неподвижно над большим баком; задвижка открывалась до желаемой степени, и течение воды устанавливалось; после этого при продолжающемся течении воды определялось, насколько поднимается вода в водомерной трубке в одну минуту. Когда это наблюдение было сделано, тогда производился гидравлический удар. Так как на каждый фут в секунду скорости из трубы в 4" изливается в одну минуту 9,05 пуда воды,



Фиг. 10.

а при трубе в 6" изливается 20,35 пуда, то скорости в футах в секунду при опытах над этими трубами могут быть получены делением числа найденных пудов в одну минуту на упомянутые числа. Скорость воды в трубе в 2" получается делением числа излившихся в одну минуту фунтов на 90,51.

На фигуре 9 имеется фотография петель труб в 4" и 6", снятая от начала петель. В середине фигуры видна будка № I; направо от нее трубы в 4" и 6" поворачивают к колодцу *F*, а налево от нее видно начало и конец трубы в 2". Дальнейшее расположение петли трубы в 2" можно усмотреть на фигуре 10. Петля трубы идет около забора,

ограничивающего двор водокачки, на этой петле поставлены передвижные будки №№ II и III, из которых первая видна на фотографии с левой стороны (фиг. 10). Человек, изображенный на фотографии, стоит у конца петель труб в 4" и 6".

## § 7. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАИБОЛЬШИХ ДАВЛЕНИЙ В РАЗЛИЧНЫХ ТОЧКАХ ТРУБЫ С ПОМОЩЬЮ МАНОМЕТРОВ.

Первоначальные наблюдения на Алексеевской водокачке были направлены к тому, чтобы показать, что максимальное давление при гидравлическом ударе во всех точках трубы одинаково и распространяется от задвижки к магистрали с некоторой постоянной скоростью. Опыты производились сначала над системой труб в 4", а потом над системой труб в 2".

Вдоль линии трубы в 4" было поставлено одиннадцать манометров Бурдона, снабженных фрикционными стрелками для отметки наибольших показаний манометров. Манометры №№ 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 были расположены по правой стороне петли (если смотреть от задвижки) на расстояниях друг от друга в 10 саженей, причем манометр № 1 был около самой задвижки. Манометры же №№ 8, 9, 10, 11 были расположены по левой стороне петли на расстояниях около 20 саженей, причем манометр № 11 отстоял около сажени от начала трубы. На фигуре 7 упомянутые манометры изображены маленькими кружочками. Сначала, до открытия задвижки, все фрикционные стрелки подвигались к стрелкам манометров, которые показывали давление главной магистрали, равное 4,5 ат (сверх атмосферного давления). Потом задвижка открывалась до желаемой степени, и происходило истечение воды, скорость которой определялась с помощью большого бака. Когда это определение было сделано, гиря, поднятая на двуногу, спускалась, и производился гидравлический удар. По окончании удара показания всех фрикционных стрелок осматривались и записывались.

Результаты опытов, произведенных над трубой в 4" в 1897 г. 5 и 6 июля, помещены в приложенной ниже таблице. Рассматривая на этой таблице давления в раз-

**Наблюдения посредством манометров 5 и 6 июля 1897 г. над наибольшими давлениями при гидравлическом ударе в трубе 4".**

№ наблюдения	Скорость воды в фут/сек	Показания манометров в ат											Среднее из показаний десяти манометров	Среднее P	P = 4v
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11			
1	7,0	40	37	48	37	36	48	38	38	45	38	8	40,5	36,0	28,0
2	7,0	40	40	53	38	42	48	38	38	47	38	8	42,2	37,7	28,0
3	4,7	28	28	29	26	26	38	27	30	27	27	7	28,6	24,1	18,8
4	6,4	28	26	25	25	25	34	27	27	28	26	7	27,1	22,6	25,6
5	2,8	18	15	15	15	15	18	16	17	17	16	5,5	16,2	11,7	11,2
6	2,6	18	14	14	12	13	18	15	15	15	14	5,5	14,8	10,3	10,4
7	9,9	50	50	68	50	52	50	37	41	53	34	7	48,8	44,3	39,6
8	3,5	29	27	29	25	25	37	25	27	27	26	7	27,7	23,2	14
9	4,0	22	23	23	20	22	29	21	24	23	22	6	22,9	18,4	16
10	4,0	25	23	22	20	23	27	21	23	23	22	6	22,9	18,4	16

личных точках трубы, видим, что они довольно близки к постоянству. Показания манометра № 10, отстоящего от начала трубы на 21 сажень, в некоторых наблюдениях почти совпадают с показанием манометра № 1, стоящего у задвижки. Таким образом удар передается без ослабления вдоль всей трубы. Манометр № 11, стоящий почти у конца трубы, показывает, как это и следует из § 5, давление, приближающееся к давлению магистрали; поэтому при составлении среднего давления мы не пользовались этим показанием.

Некоторое непостоянство показаний манометров Бурдона может быть объяснено неприспособленностью этих приборов к определению ударного давления (влияние инерции разгибающейся трубки) и тем обстоятельством, что при больших скоростях воды фрикционная стрелка показывает максимальное давление не первой волны, а иногда второй (см. § 9). Эти же обстоятельства должны влиять на то, что величина  $P$ , определенная из среднего показания манометров и данная в предпоследней колонне, выходит более теоретической величины  $P = 4v$ .

**Наблюдения посредством манометров 13 сентября и 5 октября 1897 г. над наибольшими давлениями при гидравлических ударах в трубе 2".**

№ наблюдения	Скорость в фут/сек		Показания манометров в ат											Среднее из показаний десяти манометров	Среднее $P$	$P = 4v$
			1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11			
1	4,4	27	23	25	24	30	30	33	32	30	28	5	28,2	23,7	17,6	
2	4,4	30	24	25	22	34	30	32	30	32	30	5	28,9	24,4	17,6	
3	3,3	20	18	18	20	25	23	28	30	22	24	5	22,8	18,3	13,2	
4	3,2	20	18	18	20	20	26	30	32	23	24	5	23,1	18,6	12,8	
5	4,5	30	30	20	23	23	21	27	25	35	29	5	26,2	21,7	18,0	
6	4,4	25	30	20	25	35	25	27	26	27	30	5	27,0	22,5	17,6	
7	4,4	29	30	20	25	35	20	27	26	27	30	5	26,9	22,4	17,6	

При опытах с трубой в 2" было поставлено вдоль линии трубы 11 манометров. Манометры №№ 1, 2, 3, 4, 5, 6, шли на левой стороне трубы (при взгляде от задвижки), причем манометр № 1 был у самой задвижки, манометры же №№ 7, 8, 9, 10, 11 шли по правой стороне (около забора), причем манометр № 11 был у самого

## § 8. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛНЫ 39

начала трубы. На фигуре 7 изображены черными точками места, на которых можно было привинчивать манометры; начиная от задвижки, шли манометры №№ 1, 2, 3 на расстояниях друг от друга около 20 саженей, потом на расстояниях около 40 саженей — манометры №№ 5 и 6. Последняя черная точка на левой стороне трубы не была занята манометром; первая же точка с правой стороны занималась манометром № 7, за ней манометры №№ 8, 9, 10, 11 были поставлены через одно место на расстояниях около 40, 60 и 40 саженей.

В вышепомещенной таблице (стр. 38) даны результаты опытов над наибольшим давлением при гидравлических ударах в трубе в 2", сделанных 13 сентября и 5 октября 1897 г.

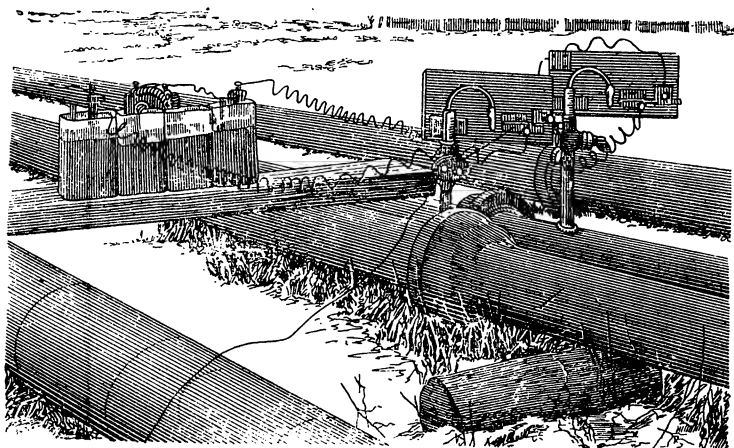
Из этой таблицы мы усматриваем также, что показание манометра передается без потери вдоль всей трубы, причем в некоторых наблюдениях показания манометра № 10 даже больше показаний манометра № 1. Полного постоянства в показаниях мы и здесь не замечаем по причине, объясненной выше, при этом средняя величина  $P$ , вычисленная из наблюдений, еще более превышает теоретическую величину  $4v$ , чем в наблюдениях с трубой в 4".

## § 8. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ $\lambda$ С ПОМОЩЬЮ ХРОНОГРАФА МАРЕЯ.

Согласно теории, изложенной в § 5, скорость распространения ударной волны по трубам может быть определена посредством измерений ударной диаграммы. Но для того чтобы с возможной полнотой оправдать излагаемую мною теорию, я счел полезным заняться сначала непосредственным определением времени пробега ударной волной между двумя точками трубы. Для этого, как показано на фигуре 11, в двух точках трубы в 4", отстоящих друг от друга на 100 саженей, были ввинчены две манометрические дугообразные трубки, которые раскрывались при увеличении



давления и выдавливали медные стержни, замыкающие ток. При этом стержень, раз выдвинутый, удерживался трением об особую пружинку и назад не возвращался. Действие стержня первого манометра (по направлению течения) замыкало некоторый ток, отсылаемый в машинное здание водокачки, в котором стоял хронограф Маррея; этот ток поднимал якорь хронографа, который двигал

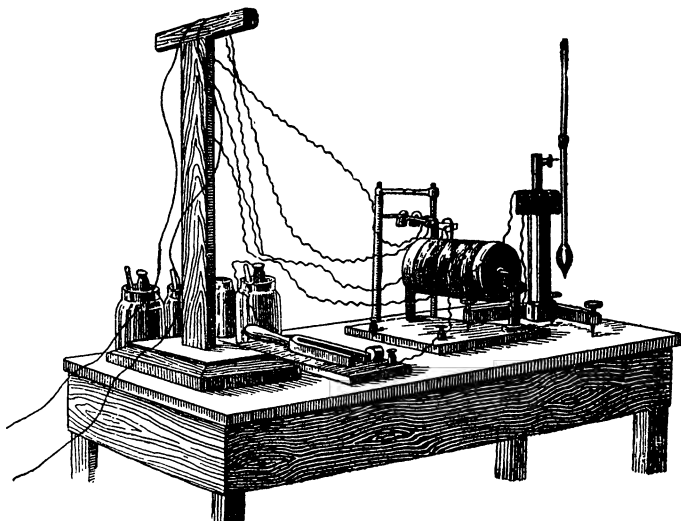


Фиг. 11.

перо, чертящее по закопченной бумаге барабана. Сдвинутое перо возвращалось на прежнее место в тот момент, когда ударная волна подбегала ко второму манометру, и он, выдвинув стержень, делал курцшлюс тока, посылаемого в машинное здание водокачки.

Таким образом перо хронографа вычерчивало зубец, длина которого, выраженная во времени, давала время пробега ударной волны 100 саженьей. Время, соответствующее длине зубца, определялось в сотых долях секунды с помощью показаний, наносимых на тот же барабан пером. Это перо приводилось в движение особым небольшим током, прерываемым камертоном, делающим 100 колебаний в секунду.

На фигуре 12 дана фотография употребляемого нами хронографа и камертона. Полусекундный маятник, видный на этой фотографии, прерывал и замыкал особый ток, посылаемый в наблюдательные будки с индикаторами Кросби, о которых будет изложено в § 10.



Фиг. 12.

К сожалению, при указанном способе определения  $\lambda$  не получалось вполне постоянных чисел, что происходило, по моему мнению, от влияния остаточного магнетизма в электромагните пера и от зависимости момента отскакивания якоря от установки оттягивающей его пружинки.

Приводимая ниже таблица дает результаты наблюдений 4 и 6 июля 1897 г. Из этой таблицы заключаем, что в среднем время пробега ударной волной 100 саженьей есть 0,165 сек. Этому времени соответствует скорость

$$\lambda = 606 \text{ саж/сек},$$

весьма близкая к теоретической скорости, данной в § 3.

Наблюдения 4 и 6 июля 1897 г. для определения  $\lambda$  в трубе 4" с помощью хронографа.

№ опыта	Скорость воды в фут/сек	Время пробега 100 саж. в сек.	№ опыта	Скорость воды в фут/сек	Время пробега 100 саж. в сек.
1	10,8	0,170	6	3,9	0,160
2	4,6	0,160	7	4,1	0,165
3	3,1	0,140	8	7,1	0,190
4	3,5	0,180	9	9,1	0,180
5	4,0	0,140			

Подобные же наблюдения были произведены 5 октября 1897 г. над трубой в 2", причем манометрические аппараты были поставлены друг от друга на 178 саженей в местах, обозначенных на фигуре 7 маленькими черточками. При этом получились времена пробега, написанные в следующей таблице.

Наблюдения 5 октября 1897 г. для определения  $\lambda$  в трубе 2" с помощью хронографа.

№ опыта	Скорость воды в фут/сек	Время пробега 178 саж. в сек.
1	3,07	0,306
2	1,80	0,302
3	1,80	0,297
4	0,80	0,297
5	1,54	0,300

Среднее время пробега выходит здесь 0,300 сек., что дает нам скорость

$$\lambda = 593,3 \text{ саж/сек.}$$

## § 9. УДАРНЫЕ ДИАГРАММЫ В РАЗЛИЧНЫХ МЕСТАХ ТРУБЫ 48

меньшую теоретической, которая, как было показано в § 3, должна быть более, чем скорость для трубы в 4".

Впоследствии будут даны многочисленные наблюдения над скоростью волны в трубе в 2" другими более точными методами. Эти наблюдения покажут, что скорость  $\lambda$  для трубы в 2" несколько более скорости  $\lambda$  для трубы в 4".

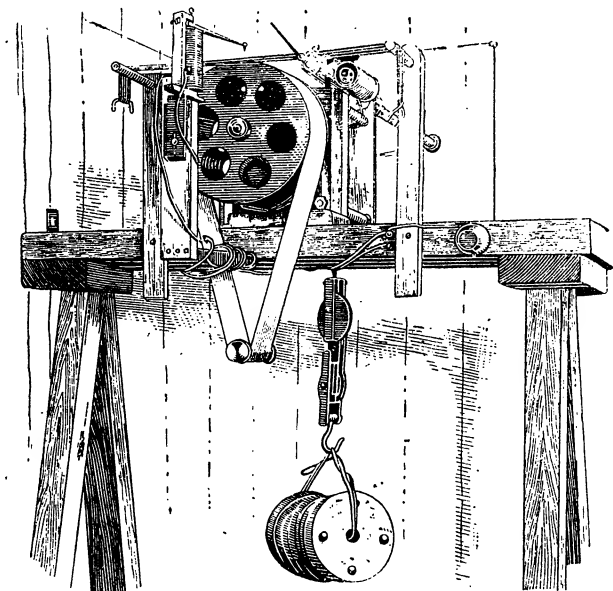
Я думаю, что употребленный нами хронографический метод давал несколько большие времена пробега против действительных, так как на отнятие якоря хронографа упругостью пружинки требуется вследствие остаточного магнетизма более времени, нежели на его притяжение.

## § 9. УДАРНЫЕ ДИАГРАММЫ, СНИМАЕМЫЕ С ПОМОЩЬЮ ИНДИКАТОРОВ КРОСБИ В РАЗЛИЧНЫХ МЕСТАХ ТРУБЫ.

Индикаторы Кросби помещались при наших опытах в особых будках, из которых будка № I находилась всегда в конце трубы у задвижки возле колодца G (фигура 7), а две другие, № II и № III, помещались вдоль испытуемой трубы, обыкновенно на расстояниях  $\frac{1}{3}$  и  $\frac{2}{3}$  ее длины от конца трубы. На фигуре 7 видна постановка будок №№ II и III на трубе в 2" и будки № II на трубах в 4" и 6".

Приводим здесь (фиг. 13) фотографию внутреннего помещения будки. На этой фотографии виден индикатор Кросби с приподнятым рычагом карандаша. Цилиндр индикатора соединен железной трубкой, проходящей сквозь стенку будки, с водопроводной трубой. Карандаш, будучи опущен на бумажную ленту вращающейся катушки, чертил по ней при изменении давления в трубе диаграмму давления. Катушка вращалась механизмом, приводимым в движение грузом, и двигалась довольно равномерно, хотя к ней и не был присоединен регулятор. На ленту наносились отметки полусекунд ударами острия (острие ударяло по зачерненной неподвижной бумажке, которая от удара прижималась к ленте и давала на ней точку), приводимого в колебание электромагнитом, ток которого регистрировался полусекундным маятником, стоящим в машинном отделении

водокачки (фиг. 12). Ленты были устроены, как изображено на фигуре 13. Они имели бóльшую длину, нежели окружность катушки, и держались в натянутом состоянии с помощью тяжелого медного цилиндрика с закраинами, который клался на нижнюю часть ленты. Это приспособ-



Фиг. 13.

ление, сделанное В. В. Ольденборгером, оказалось весьма практичным и позволяло без всякой задержки заменять испанную ленту новой.

При первых наших наблюдениях выступы диаграмм получились с резкими зигзагами; но потом выяснилось, что зигзаги могут быть ослаблены и почти совершенно уничтожены употреблением весьма тугих пружин в индикаторе (мы остановились на пружинах, дающих на  $\frac{3}{4}$  мм показания карандаша 1 ат давления) и малым открытием

## § 9. УДАРНЫЕ ДИАГРАММЫ В РАЗЛИЧНЫХ МЕСТАХ ТРУБЫ 45

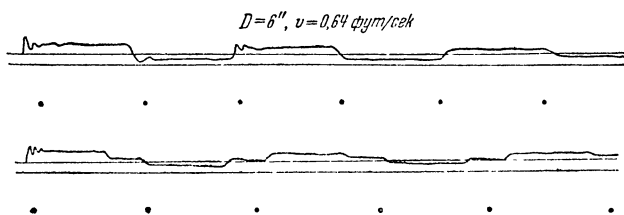
крана, соединяющего индикатор с трубкой, идущей к испытуемой водопроводной трубе.

Укажем здесь на употребляемый нами порядок снятия диаграмм. Наблюдатель в будке № I давал электрический сигнал двум наблюдателям в будках №№ II и III для снятия линии атмосферного давления. При этом кран, соединяющий цилиндр индикатора с водопроводной трубкой, закрывался, а другой кран, соединяющий этот цилиндр с воздухом, открывался, катушка пускалась в ход; карандаш опускался на бумагу и чертил на ней желаемую прямую. После этого карандаш поднимался; воздушный кран закрывался; водопроводный кран открывался; карандаш опускался на катушку и вычерчивал прямую гидростатического давления. Когда эти прямые были начерчены, то наблюдатель из будки № I давал команду лицам, стоящим при задвижке и измерительном баке, чтобы задвижка была открыта и количество истекающей воды измерено, как объяснено в § 6. В продолжение этого измерения наблюдатель будки № I и, по данному им электрическому сигналу, наблюдатели в двух других будках снимали прямую динамического давления. Получив извещение о том, что количество воды измерено, наблюдатель будки № I давал контакт, приводящий в движение рычаги, отбивающие полусекунды сразу во всех трех будках, и подавал команду о спуске гири. С этого времени карандаши индикаторов во всех трех будках вычерчивали ударные диаграммы, и черчение это прекращалось посредством поднятия карандаша и остановки отметок секунды только тогда, когда была уже пройдена большая часть ленты.

Когда скорость  $v$  движения воды в трубе невелика, тогда ударная диаграмма представляет нам над линией динамического давления (которое почти совпадает со статическим) ряд выступов и впадин, как это изображено на фигуре 14, дающей фотографии ударных диаграмм, снятых с трубы в 6" при скорости  $v = 0,64$  фут./сек, причем давление было  $P = 3$  ат. Первая диаграмма была начерчена в будке № I, а вторая — в будке № II. Под каждой из диаграмм помещены отметки полусекунд. Эти отметки наносились ударами острия над диаграммой и были потом для

компактности фигуры перенесены вниз. Таким же образом помещены полусекунды на всех фотографиях, приводимых ниже.

Сравнивая действительные диаграммы фигуры 14 с двумя теоретическими диаграммами в верхней части фигуры 6, мы замечаем в тех и других полное сходство. Для будки № I диаграмма образована выступом и впадиной; для будки № II она образована выступом, чертой (мы будем называть так прямую, следующую за выступом или впади-



Фиг. 14.

ною), впадиной и чертой. При этом упомянутый контур периодически повторяется.

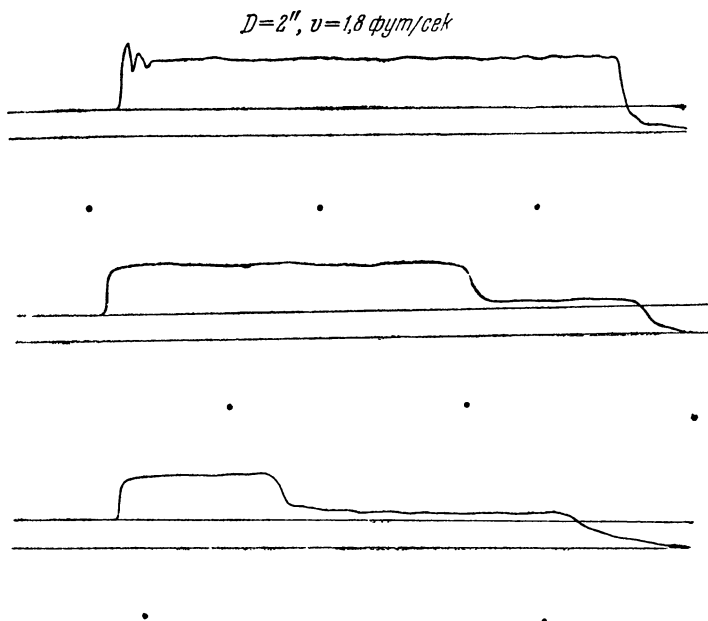
На наших диаграммах получилось около 12 полных волн с постепенным уменьшением высоты выступов и впадин, которое происходит от потери энергии на трение и от ухода ее в магистраль.

Когда ударное давление  $P$  превосходит давление в магистрали (в наших опытах давление в магистрали  $4,5 \text{ ат}$ ) более, чем на  $1 \text{ ат}$ , тогда построенная, согласно теории § 5, впадина диаграммы соответствовала бы отрицательному давлению в трубе. Наблюдения показывают, что в этом случае первый выступ для диаграммы в будке № I и первый выступ с первой чертой для диаграмм в будках №№ II и III вычерчиваются вполне согласно теории; что же касается до впадины, то глубина ее опускается ниже атмосферной прямой не более как на  $1 \text{ ат}$  (обыкновенно менее этого).

На фигуре 15 даны фотографии ударных диаграмм, снятых в будках №№ I, II, III с трубы в  $2''$  при скорости

§ 9. УДАРНЫЕ ДИАГРАММЫ В РАЗЛИЧНЫХ МЕСТАХ ТРУБЫ 47

исчисления  $v = 1,8$  фут/сек и ударном давлении  $P = 7$  ат. Мы видим, что первая диаграмма состоит только из выступа, вторая — из выступа и короткой черты, третья — из короткого выступа и длинной черты.



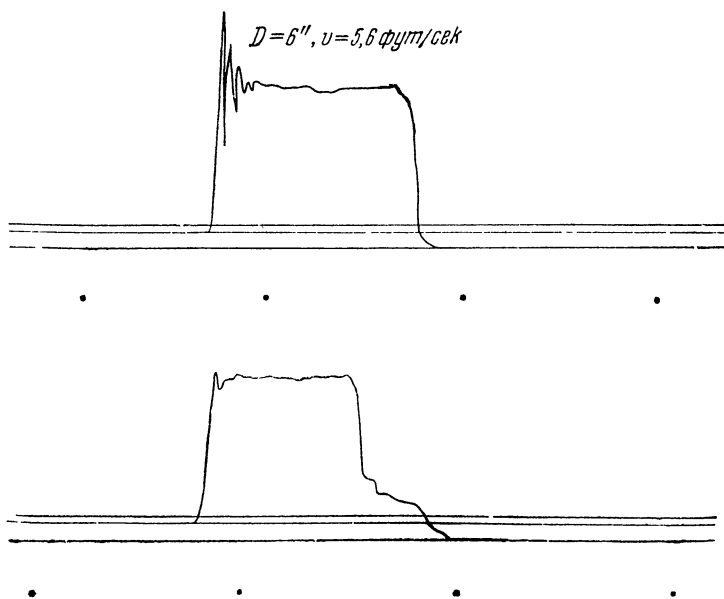
Фиг. 15.

Выраженные во времени расстояния от начала поднятия кривой каждой диаграммы до начала ее падения должны равняться двойным временам пробега от рассматриваемой будки до начала трубы (до магистрали). Эти расстояния на нашем опыте находились в отношении **3:2:1**; в таком же отношении находятся определенные по фигуре 15 вышеупомянутые времена пробега. Мы видим на фигуре 15, что черта, входящая в состав диаграммы, не совпадает с прямой гидростатического



давления, а несколько выше ее. Это происходит от того, что удар, перейдя в магистраль, останавливает воду в последней и немного поднимает гидростатическое давление магистрали.

На фигуре 16 даны ударные диаграммы, снятые в будках №№ I и II при скорости истечения  $v = 5,6$  фут/сек



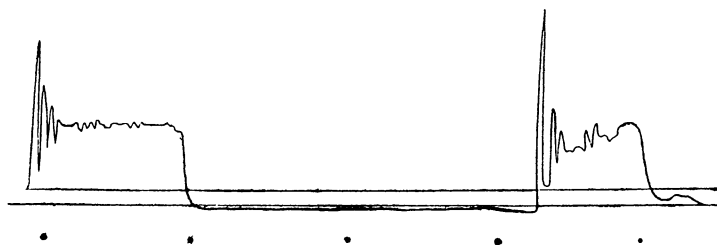
Фиг. 16.

и ударном давлении  $25$  ат. Мы видим, что по этим диаграммам удобно измерять время, протекшее от начала подъема давления до начала его падения, а также и величину ударного давления  $P$ , которую мы определяем расстоянием от динамической прямой (средняя прямая на фигуре 16) горизонтальной части выступа.

Что касается зигзагов, которые начинают выступы, то они, по моему мнению, происходят от удара воды

в трубке, соединяющей индикатор Кросби с водопроводной трубой. При этом то обстоятельство, что эти зигзаги показывают давление иногда в два раза более  $P$ , объясняется эффектом тупиков, о котором будет сказано в § 13.

Мы видели, что диаграмма будки № II, представленная в нижней части фигуры 16, дает нам почти ту же величину  $P$ , как диаграмма будки № I. Это обстоятельство имело место при всех наших наблюдениях. На диаграмме будки № II мы замечаем замену короткой черты,



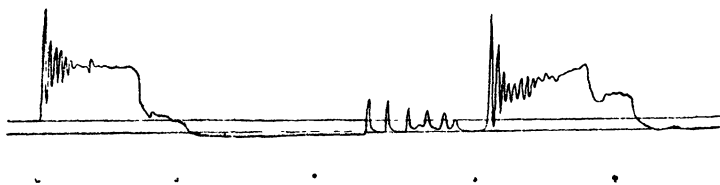
Фиг. 17.

которая должна бы следовать за выступом, некоторой линией, расположенной выше линии гидростатического давления. Это происходит, как было сказано, от подъема давления в магистрали.

Так как первые половины диаграмм при малых и при больших скоростях ( $4v > 5,5$ ) выходят согласными с теорией, то по ним можно для различных скоростей определять величины  $\lambda$  и  $P$ . Дадим теперь изображение второй половины диаграммы, получаемой при больших скоростях.

На фигуре 17, снятой в будке № I с трубой в 6" при скорости 3,8 фут/сек, причем ударное давление было около 15,3 ат, впадина значительно растянута и ниспадает ниже прямой атмосферного давления. Выступ, следующий за этой впадиной, начинался резким загзагом, превосходящим зигзаг, соответствующий началу первого

выступа. Для того же опыта на диаграмме будки № II, которая изображена на фигуре 18, впадина тоже растягивается, но на том месте, где должна бы появиться вторая черта статического давления, появляются отдельные острия. Такие острия на пространстве пониженного давления никогда не наблюдались нами на диаграммах будки № I при задвижке.



Фиг 18.

Изложу здесь представляющееся мне объяснение вида второй половины диаграммы при больших скоростях истечения. Начиная с момента закрытия задвижки, вода вдоль трубы постепенно останавливается, причем она сжимается, труба расширяется, и давление увеличивается на  $P$ . Когда это состояние добегает со скоростью  $\lambda$  до магистрали, тогда от последней подается назад по трубе давление магистрали (несколько повышенное ударом в самой магистрали) и скорость воды  $v$  по направлению к магистрали. Эта фаза пробегает сперва перед будками №№ III и II, вследствие чего давление в их индикаторах падает до давления в магистрали. Когда же упомянутая фаза дойдет до задвижки, то вследствие того, что скорость воды направлена от задвижки, произойдет сразу понижение давления у задвижки. Если при этом скорость  $v$  настолько велика, что по теории пониженное давление должно бы быть отрицательным, то происходит разрыв колонны жидкости. Эта колонна отстает от задвижки, перед которой образуется небольшое разреженное пространство. Подобные же разрывы могут образоваться и в некоторых других частях жидкой колонны, на которые распространилось

пониженное давление. Образовавшиеся разреженные пространства наполняются парами воды и разреженным воздухом, причем возможно вхождение некоторого количества воздуха через задвижку и поршни индикаторов. Освободившаяся от задвижки масса жидкости сохраняет некоторую скорость по направлению от задвижки, а пониженное давление передается вдоль неразорванной колонны жидкости со скоростью  $\lambda$  к магистрали; от последней подается назад давление магистрали и движение жидкости по направлению к задвижке. При этом возможно соударение между колоннами жидкости, движущимися к задвижке и от задвижки. Подобное соударение вызовет быстрое поднятие давления и потом быстрое его падение, когда ударная волна добежит до конца получившей удар колонны жидкости и принесет от этого конца назад пониженное давление.

Это быстрое повышение давления, а затем его падение почти до атмосферной черты может быть отмечено только индикатором будки, стоящей перед концом ударенной колонны, например, индикатором будки № II, но не может отразиться на показании индикатора в будке № I. Число острий на месте черты нулевого давления зависит от характера разрывов жидкой колонны; иногда мы наблюдали одно или два острия. То обстоятельство, что водяная колонна отстает от задвижки, удлиняет продолжительность пониженного давления и делает второй удар энергичнее первого, так как он совершается со скоростью, с которой колонна жидкости устремляется в разреженное пространство.

В зависимости от образовавшихся разрывов жидкости будет усложняться вид дальнейшей части диаграммы, но первая половина волны вычерчивается на диаграммах при всех наблюдаемых нами скоростях всегда однообразно и, как было упомянуто, вполне согласно с изложенной в § 5 теорией явления. Эта часть диаграммы и служила нам для определения  $\lambda$  и  $P$ . Здесь следует упомянуть об одной предосторожности, которую следует иметь в виду при наблюдениях явления гидравлического удара.

Когда мы приступили к нашим опытам при Алексеевской водокачке, то пускали сначала в испытуемые трубы воду из магистрали при работе нагнетательных насосов в машинном здании. При этих насосах для смягчения ударов при их работе имеются маленькие всасывающие воздух отверстия. Всасываемый воздух вгоняется в магистраль и растворяется водой. Такого рода вода, содержащая маленькие воздушные пузырьки, давала нам при ударах в наших трубах сравнительно меньшую скорость распространения волны (около 500 *саж/сек*) и более слабый удар, обозначаемый непостоянными размытыми диаграммами. Чтобы наблюдать явление в чистоте, мы решили останавливать работу насосов, питающих г. Москву, предварительно накачав полными баки Алексеевской водокачки, и пользоваться напорной водой, идущей от этих баков. Эта вода уже не показывала присутствие воздушных масс, и явления гидравлического удара могли быть наблюдаемы с полной отчетливостью.

### § 10. ОПРЕДЕЛЕНИЕ $\lambda$ И $P$ ИЗ ДИАГРАММ ИНДИКАТОРА ПРИ НАБЛЮДЕНИЯХ НАД ТРУБАМИ В 4" И 6".

Время  $t$ , соответствующее пробегу ударной волной двойной длины трубы, определялось нами преимущественно по диаграммам будки № I, выражая во времени расстояние по прямой динамического давления от начала поднятия давления до начала его падения. Вместе с этим мы определяли это время еще из диаграмм будки № II, выражая во времени расстояние по прямой динамического давления от начала поднятия давления до конца так называемой черты; кроме этого, мы выражали во времени длину многих полных волн и делили его на удвоенное число волн.

Время затвора  $\tau$  можно определять, согласно сказанному в § 5, или с помощью расстояния  $cs = \tau$  диаграммы будки № I, изображенной на фигуре 6, или с помощью расстояния  $c_1q = \frac{\tau}{2}$ , данного на той же диаграмме. Так как диаграмма начиналась обыкновенно зигзагом (фиг. 16),

§ 10. ОПРЕДЕЛЕНИЕ  $\lambda$  И  $P$  ИЗ ДИАГРАММ ИНДИКАТОРА 53

то мы пользовались вторым способом определения. Ударное давление в опытах над трубами в 4" и 6" определялось нами высотой гребня выступа над прямой динамического давления. (Параллельность гребня к этой прямой, как увидим в следующем параграфе, только приближенная.) Это давление определялось нами одновременно в будках №№ I и II и выходило почти одинаковым из обеих диаграмм.

Приводим ниже таблицу наблюдений, сделанных 2 декабря 1897 г. над трубой в 6", длина которой, как было сказано в § 6, была 152,3 сажени. Время пробега двойной длины трубы, т. е. 304,6 сажени, на основании данных этой таблицы, заключается между 0,52

**Наблюдения посредством индикаторов 2 декабря 1897 г. над гидравлическими ударами в трубе 6".**

№ опыта	Скорость воды в фут/сек	Время $t$ из будки № I в сек.	Время $t$ из будки № II в сек.	Время $t$ по многим волнам в сек.	Время $\tau$ в сек.	$P$ в ат из будки № I	$P$ в ат из будки № II	$P = 4v$
1	3,3	0,52	—	0,52	0,03	15,7	15,7	13,2
2	1,9	0,52	0,52	0,52	0,03	7,3	7,1	7,6
3	0,6	0,52	0,52	0,52	0,04	3,0	3,0	2,4
4	1,4	0,51	0,52	0,52	0,04	6,0	6,1	5,6
5	3,0	0,52	—	0,52	0,03	12,1	11,44	12,0
6	4,0	0,51	0,51	0,52	0,03	15,6	15,2	16,0
7	5,6	0,52	0,52	0,51	0,04	25,2	25,2	22,4
8	7,5	0,51	—	0,53	0,04	29,0	29,0	30
9	7,5	0,51	произошел разрыв трубы			11,7	11,3	30

и 0,51 сек. Так как первое число повторяется гораздо чаще и соответствует почти всем определениям из многих волн (для определения бралось число волн от 5 до 8), то его и следует принять для определения  $\lambda$ . По этому времени находим:

$$\lambda = 586 \text{ саж/сек}$$

— число, близко совпадающее с теоретическим,

Что касается времени затвора, то оно выходит при наших опытах между 0,03 и 0,04 сек. Раньше сделанные наблюдения над тем же затвором с помощью электрических контактов и хронографа дали нам:

№ опыта	1	2	3	4	5
Время $\tau$ в секундах . . . .	0,03	0,03	0,02	0,03	0,025

К сожалению, при этих опытах не определялась скорость истекающей воды, и по ним нельзя судить об изменении времени затвора с увеличением открытия задвижки.

Величина ударного давления  $P$ , как видно из колонн 7, 8 и 9, приближенно выражается формулой

$$P = 4v.$$

Если бы мы взяли данную в § 4 формулу

$$P = 3,78v,$$

то получили бы величины ударных давлений несколько меньшие действительных.

Переходим к наблюдениям гидравлического удара в трубе в 4", имеющей длину 150 сажений. Эти наблюдения велись в том же порядке, как вышеописанные наблюдения с трубой в 6". Помещаем здесь соответствующую им таблицу. Здесь время  $t$  пробега двойной длины трубы получается между 0,49 и 0,51 сек., причем наиболее преобладает число 0,50, которое мы и примем за время пробега 300 сажений. Это дает нам для трубы в 4":

$$\lambda = 600 \text{ саж/сек},$$

что довольно близко подходит к величине, вычисленной в § 3.

**Наблюдения посредством индикаторов 16 ноября 1897 г. над гидравлическими ударами в трубе 4".**

№ опыта	Скорость воды в фут/сек	Время $t$ , определенное из будки № I, в сек.	Время $t$ , определенное из будки № II, в сек.	Время $t$ по многим волнам в сек.	Время $\tau$ в сек.	$P$ в ат из будки № I	$P$ в ат из будки № II	$P = 4v$
1	3,3	0,49	0,51	—	0,04	13,3	13,3	13,2
2	1,9	0,50	0,50	—	0,04	7,8	7,8	7,6
3	4,1	0,49	0,50	—	0,03	15,8	15,9	16,4
4	9,2	0,49	0,50	—	0,04	35,0	35,9	36,8
5	2,9	0,49	0,50	—	0,05	11,3	11,3	11,6
6	0,5	0,50	0,50	0,50	0,04	2,0	2,5	2,0
7	1,1	0,50	0,49	0,51	0,04	4,4	4,3	4,4

Величины ударного давления, выраженные по формуле  $P = 4v$ , весьма хорошо удовлетворяют действительным наблюдениям, хотя и более близкая к § 4 формула  $P = 3,90v$  дает вполне удовлетворительные результаты.

**§ 11. ОПРЕДЕЛЕНИЕ  $\lambda$  И  $P$  ИЗ ДИАГРАММ ИНДИКАТОРА ПРИ НАБЛЮДЕНИЯХ НАД ТРУБОЙ В 2".**

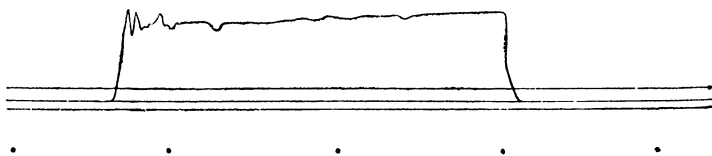
Длина трубы в 2" была взята нами в 356,3 сажени, вследствие этого при больших скоростях истечения получалась вдоль трубы довольно значительная потеря напора, которая отмечалась тем, что прямая динамического давления в будках №№ III, II и I все более и более отдалялась от прямой гидростатического давления.

То обстоятельство, что на протяжении всей трубы гидродинамический напор постепенно падал, отразилось при больших скоростях (более 3 фут/сек) на виде ударных диаграмм. Выступы диаграмм уже не имели гребня, почти параллельного динамической прямой, а этот гребень



шел, возвышаясь, как это видно на фигуре 19, дающей фотографию ударной диаграммы у будки № I при скорости воды 3,67 фут/сек.

Время  $t$  пробега ударной волной двойной длины трубы будет здесь, как и во всех случаях, измеряться выраженным во времени двойным расстоянием, считая по динамической прямой, от начала поднятия давления до начала его падения; что же касается определения  $P$ , то, чтобы сделать его правильно, следует глубже вникнуть в теорию исследуемого явления.



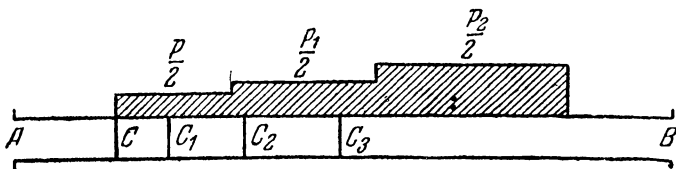
Фиг. 19.

Рассмотрим сначала один идеальный случай гидравлического удара. Восбразим трубу  $AB$  (фиг. 20), наполненную водой и разделенную задвижками  $C, C_1, C_2, C_3, \dots$  на несколько полостей  $AC, CC_1, \dots$ , в которых вода находится под различными давлениями. Предположим, что эти давления идут, возрастая в правую сторону, и будем измерять их избыток над давлением в полости  $CA$  (давление которой будем считать нулевым); обозначим их последовательно буквами  $p, p_1, p_2, \dots$ . Пусть теперь задвижка  $C$  быстро открывается, и происходит гидравлический удар между соприкоснувшимися колоннами воды под различными давлениями. От этого удара частицы воды при сечении  $C$  получают скорость  $v$  по направлению к концу  $A$ . Вследствие образования этой скорости, согласно § 4, давление справа от  $C$  упадет на  $vh$ , а давление слева от  $C$  возрастет на ту же величину. Мы будем иметь:

$$p - vh = p + vh, \quad v = \frac{p}{2h}.$$

§ 11. ОПРЕДЕЛЕНИЕ  $\lambda$  И  $P$  ИЗ ДИАГРАММ ИНДИКАТОРА 57

Фаза, охарактеризованная давлением  $\frac{P}{2}$  и скоростью  $\frac{P}{2h}$ , побежит вправо и влево от слоя  $C$  со скоростью  $\lambda$ . Предположим, что в тот момент, когда эта фаза подбегает к задвижке  $C_1$ , последняя открывается, и происходит удар между двумя соприкоснувшимися колоннами в слое  $C_1$ . От этого удара в слое  $C_1$  зарождаются новая скорость  $\frac{P_1 - P}{2h}$  по направлению к  $A$  и новое давление  $\frac{P_1 - P}{2}$ ,



Фиг. 20.

которые прибавятся к скорости и давлению, принесенным от  $C$ , так что полные давления будут  $\frac{P_1}{2}$  и полные скорости будут  $\frac{P_1}{2h}$ .

Фаза, охарактеризованная давлением  $\frac{P_1}{2}$  и скоростью влево  $\frac{P_1}{2h}$ , будет уноситься со скоростью  $\lambda$  вправо и влево от сечения  $C_1$ . Когда эта фаза дойдет до задвижки  $C_2$ , то последняя сразу открывается и т. д.

Состояние жидкости влево от последовательно открывающихся задвижек на основании всего сказанного может быть дано таким построением. Вычерчиваем (фиг. 20) над трубой ступенчатый контур, высоты которого равны половинам давлений в соответственных полостях трубы, а основания ступеней равны двойным длинам полостей; потом воображаем, что вычерченный контур бежит со скоростью  $\lambda$  налево, а сама вершина ударной волны выдвигается направо с той же скоростью  $\lambda$ . Тогда ординаты контура будут выражать давления во всех точках трубы,

лежащих налево от подвижной вершины волны, а величины этих ординат, разделенные на  $h$ , будут давать скорости жидкости в соответственных местах. Число задвижек мы можем в пределе принять бесконечно большим и рассматривать непрерывно изменяющееся давление жидкости, которое начинает производить свое действие только тогда, когда в данное место прибегает ударная волна.

С подобным идеальным случаем совпадает близко рассматриваемая нами задача об ударе воды в трубе, в которой при истечении с довольно значительной скоростью (около 3—4 *фут/сек*) напор резко падает вдоль трубы. Начиная с момента закрытия задвижки, вода в трубе постепенно останавливается, и этим освобождаются напоры, которые удерживались трением текущей воды. Эти освобождающиеся напоры передаются по трубе совершенно так, как объяснено в предыдущей задаче, и вся неточность рассуждения заключается только в том, что не принято во внимание трение в трубе для скоростей, остающихся в ней после удара. Так как эти скорости невелики сравнительно со скоростью истечения воды (например, освободившийся напор в 3 *ат* дает по § 4 скорость 0,75 *фут/сек*), то упомыная неправильность может быть допущена.

Посмотрим, какое влияние на ударную диаграмму произведут освобождающиеся напоры. Давление в магистрали у нас было 4,5 *ат* выше атмосферного, а при конце трубы при скорости 3,5 *фут/сек*, например, это давление было 1 *ат*. Вся потеря напора 3,5 *ат*, распределенная на длину 356 саженей трубы, дает около 0,01 *ат* потери на погонную сажень (трубы были новые и давали несколько меньшую потерю, нежели следует по Дарси (Darcy) и Базену (Bazin); по таблицам Бихеле надо бы иметь потерю около 0,014 *ат*. Наибольшая скорость, которую мы получали, теряя весь напор, была 4,5—4,3 *фут/сек*.

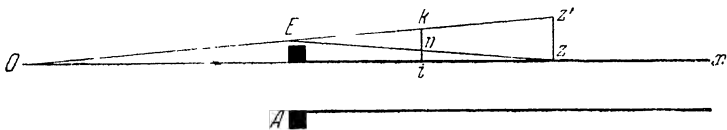
Назовем потерю напора на единицу длины трубы через  $a$  и построим (фиг. 21) контур  $Ozz'$ , ордината которого  $y$  по абсциссе  $x$ , отсчитываемой от точки  $O$ , выражается

уравнением

$$y = \frac{a}{4} x.$$

Этот контур, по сказанному выше, движется со скоростью  $\lambda$  влево, а вершина  $zz'$  ударной волны движется вправо с той же скоростью  $\lambda$ .

Так как, подходя к закрытой задвижке  $A$ , фаза, выраженная ординатами контура  $zz'O$ , приносит скорость  $\frac{AE}{h}$ , направленную к задвижке, то у задвижки зарождается



Фиг. 21.

другая волна, идущая направо и развивающая у задвижки такую же скорость воды с направлением к магистрали. Легко усмотреть, что это будет волна  $AЕz$ , представляющая отражение волны  $AEO$ .

Ударное давление  $P$  во всяком сечении  $i$ , отсчитываемое от динамического давления в конце трубы, будет теперь складываться из ударного давления  $vh$  и из суммы давлений  $ik$  и  $in$ . Таким образом находим:

$$P = vh + (\xi + \eta) \frac{a}{4} + (\xi - \eta) \frac{a}{4},$$

где  $\xi$  — расстояние от задвижки вершины ударной волны ( $\frac{\xi}{\lambda}$  — время, протекшее от момента закрытия задвижки), а  $\eta$  — расстояние от задвижки рассматриваемого сечения. Наша формула получает вид:

$$P = vh + \frac{a\xi}{2}, \quad (21)$$

и показывает, что все изменение, внесенное в форму выступа ударной диаграммы потерей напора при течении

воды в трубе до удара, состоит в том, что к гребню ударной диаграммы присоединяется соответственный отрезок линии потерянных давлений, в котором масштаб абсцисс удвоен и выражен во времени.

Если продолжим влево гребень диаграммы (фиг. 19), снятой в будке № 1, через зигзаги и проведем через полученную таким образом начало гребня линию, параллельную динамической прямой (динамическая прямая на фигуре 19 есть средняя прямая), то расстояния точек гребня от этой параллели дают нам соответственные напоры, потерянные на трение при истечении воды до удара. На приведенной фотографии видно, что расстояние конца гребня от упомянутой параллели равно расстоянию между гидростатической и гидродинамической прямыми. Это вполне согласно с формулой (21), которая, будучи применена к будке № 1, дает при  $\xi = 2l$ :

$$P = \nu h + la.$$

Так как в том же предположении имеем при  $\xi = 0$

$$P = \nu h,$$

то можно установить следующее правило определения  $\nu h$  по диаграмме в будке № 1. *Величина  $\nu h$  по диаграмме у задвижки определяется высотой начала выступа над динамической прямой (пропуская зигзаги) или высотой конца выступа над прямой гидростатического давления.*

Если применим формулу (21) к диаграмме, снятой в каком-нибудь сечении на расстоянии  $\eta$  от задвижки, то для получения высоты начала выступа мы должны положить  $\xi = \eta$ , что дает:

$$P = \nu h + \frac{a\eta}{2};$$

для получения же высоты конца первого выступа надо положить  $\xi = \eta + 2(l - \eta)$ , что дает:

$$P = \nu h + al - \frac{a\eta}{2}.$$

Обе высоты отсчитываются от динамической прямой

будки № I. Если будем отсчитывать первую высоту от динамической прямой для сечения  $i$ , то найдем:

$$P = v h - \frac{a\eta}{2},$$

а если вторую высоту будем отсчитывать от гидростатической прямой, то получим:

$$P = v h - \frac{a\eta}{2}.$$

Таким образом величина  $vh$  по диаграммам, снятым в каком-нибудь сечении, равна высоте начала выступа над динамической, или высоте конца выступа над гидростатической прямой с прибавкой  $\frac{a\eta}{2}$ .

В нижеприведенной таблице (стр. 62) помещены наблюдения над гидравлическими ударами в трубе в 2", произведенные 5 октября 1897 г. Диаграммы снимались в трех будках №№ I, II, III (фиг. 7), расположенных от начала трубы на расстояниях: 356,34, 234,33 и 117,43 сажени, отношение которых близко к 3 : 2 : 1. Время  $t$  сек. пробега ударной волной двойного расстояния всей трубы определялось из всех трех диаграмм, как было объяснено в § 10.

Величина ударного давления  $P = v h$  определялась из высот конца выступов над статической прямой и для диаграмм будок №№ II и III поправлялась прибавкой  $\frac{a\eta}{2}$ . Так как будка № II отстояла на  $\frac{2}{3}$  длины трубы от начала, а будка № III на  $\frac{1}{3}$ , то это сводилось к тому, что в будке № II измерялась высота конца выступа над прямой, лежащей ниже статической на  $\frac{1}{4}$  ее расстояния от динамической прямой, а в будке № III измерялось расстояние от динамической прямой. При этом величины, найденные из высот конца выступов, выходили близкими тем, которые получались из высот начала гребней. Время затвора определялось по концу первого выступа на диаграммах № II. Давление в магистрали было 4,5 ат.

Наблюдения посредством индикаторов 5 октября 1897 г.  
над гидравлическими ударами в трубе 2".

№ опыта	Скорость в трубе в фт/сек	Время $t$ из будки № I в сек.	Время $t$ из будки № II в сек.	Время $t$ из будки № III в сек.	Двойное время пробега от будки № II до начала	Двойное время пробега от будки № III до начала	Время $\tau$ в сек.	$P$ в ат из № I	$P'$ в ат из № II	$P$ в ат из № III	$P = 4\sigma$
1	4,52	1,16	1,15	1,15	0,77	0,38	0,08	18,5	18,0	18,0	18,1
2	4,30	1,13	1,15	1,15	0,78	0,39	0,06	17,8	17,5	16,7	17,2
3	4,16	1,14	1,13	1,13	0,78	0,40	0,06	17,0	16,6	16,0	16,6
4	3,67	1,15	1,13	1,13	0,76	0,37	0,06	15,1	15,0	14,5	14,7
5	3,67	1,14	1,13	1,14	0,75	0,40	0,05	14,5	14,4	14,6	14,7
6	3,66	1,14	1,13	1,13	0,76	0,39	0,06	14,6	14,6	15,0	14,6
7	1,79	1,14	1,14	1,13	0,76	0,39	0,05	6,3	5,9	6,3	7,2
8	1,76	1,14	1,14	1,13	0,76	0,39	0,06	7,3	7,3	7,2	7,0
9	0,64	1,14	1,15	1,14	0,75	0,39	0,06	2,8	2,8	2,5	2,6
10	1,52	1,14	—	1,15	—	0,39	0,05	6,3	6,3	6,3	6,1
11	1,52	1,13	1,13	1,13	0,75	0,38	0,06	6,3	6,3	6,1	6,1
12	4,23	1,14	1,13	1,13	0,76	0,39	0,07	17,3	16,7	16,1	16,9

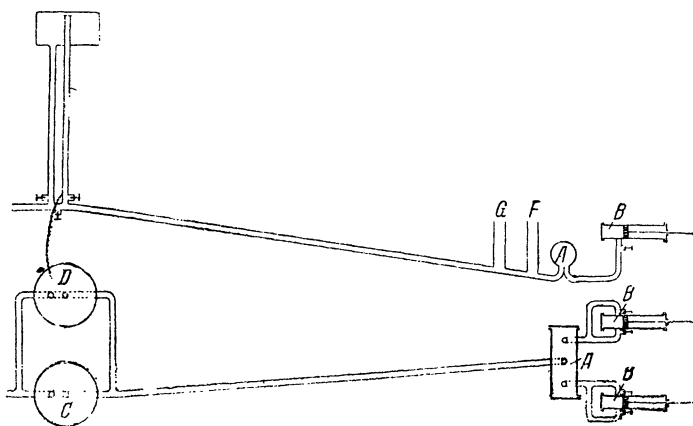
Среднее время пробега двойной длины трубы, т. е. 712,68 сажени, есть 1,14 сек. Этому времени соответствует скорость ударной волны

$$\lambda = 625 \text{ саж/сек.}$$

Если бы мы воспользовались числами шестой или седьмой колонны, дающими время пробега ударной волной расстояний 468,66 и 234,86 сажени, то должны бы взять средние величины этих чисел 0,76 и 0,39. Это дало бы нам несколько меньшие значения скорости ударной волны:  $\lambda = 617$  и  $\lambda = 602$  саж/сек. Ударное давление хорошо согласуется с формулой § 4. Время  $\tau$  увеличилось от перемены задвижки.

§ 12. ОПРЕДЕЛЕНИЕ  $\lambda$  И  $P$  ИЗ ДИАГРАММ  
ИНДИКАТОРА ПРИ НАБЛЮДЕНИЯХ  
НАД ТРУБОЙ В 24".

Труба в 24", над которой мы делали наблюдения, была главная магистраль г. Москвы, идущая от Алексеевской водокачки к Крестовским башням. На протяжении от места удара при колодце  $G$  (фиг. 22) до Крестовских



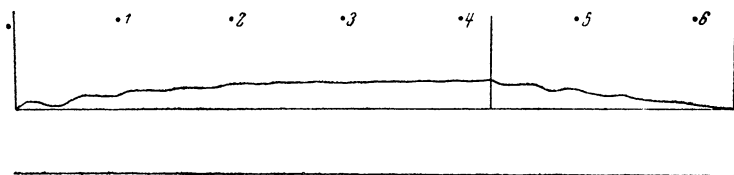
Фиг. 22.

башен она имела 1001 сажень; расстояние же от колодца  $G$  до воздушного колокола было 30 саженей. При наблюдении насосы были отделены от трубы задвижкой, и весь колокол  $A$  был наполнен водой (было обращено существенное внимание, чтобы в нем не осталось воздуха). Вода выпускалась из колодца  $G$  через ту же задвижку, которую мы употребляли при ударе в трубах в 6". Индикатор был соединен с магистралью через колодец  $G$  и был помещен в будке № I; на нем ставились сравнительно слабые пружины (8 мм — 1 ат), и на его катушку помещалась удлиненная бумажная лента (фиг. 13). Маятник для нанесения отметок на ленте употреблялся



при этих опытах не полусекундный, как прежде, а секундн<sup>ый</sup>.

По прошествии некоторого времени с момента падения гири и закрытия задвижки ударная волна добегала до воздушного колпака, в котором происходило сжатие воды, и давление передавалось по трубе в 24", вдоль которой происходила постепенная остановка воды. При таком условии удара не наблюдалось быстрого подъема давления на диаграмме, как в наших прежних опытах, и вид диаграммы



Фиг. 23.

вследствие эффекта водяного колпака был таков, как будто задвижка закрывалась медленно. При этом начало диаграммы имело волнистый вид, как это видно на фигуре 23, дающей в уменьшенном виде диаграмму при потерянн<sup>ой</sup> скорости в трубе 0,48 фут/сек и ударном давлении 1,6 ат. Эта волнистость, объяснение которой будет дано ниже, позволяла нам хорошо определять начало падения давления на диаграмме и вычислять время, протекшее от начала удара до начала этого падения.

Упомянутое время, как сейчас увидим, равно времени пробега ударной волной по трубе в 24" двойного пространства от колодца *G* до Крестовских башен. Если  $v_0$  будет скорость в трубе в 24" при истечении воды от задвижки, то в момент закрытия задвижки побегут от места удара две волны с ударным давлением

$$P = h \frac{v_0}{2},$$

одна налево к Крестовским башням и другая направо к водяному колоколу  $A$ . Левая волна несет скорость  $\frac{v_0}{2}$  налево; эта скорость присоединяется к скорости направо  $v_0$ , и остается скорость  $\frac{v_0}{2}$ ; правая же несет скорость  $\frac{v_0}{2}$  направо. Добежав до колокола  $A$ , правая волна отражается от него и несет назад к индикатору давление колокола  $A$ , которое еще не успело возрасти.

Таким образом индикатор показывал в наших наблюдениях сначала подъем давления, потом его падение, причем от начала удара до начала первого падения давления протекало время около 0,18 сек. В колокол  $A$  жидкость начинает втекать не со скоростью  $\frac{v_0}{2}$ , а со скоростью  $v_0$ , потому что, кроме прежней скорости  $\frac{v_0}{2}$  при начале трубы (у колокола), зарождается еще направленная к колоколу скорость  $\frac{v_0}{2}$  вследствие падения давления.

После этого для объяснения дальнейшего хода явления мы должны разрешить такую задачу: к колоколу по трубе в 24", имеющему то же давление, как в трубе, вода притекает со скоростью  $v_0$ ; определить ход изменения давления в колоколе  $A$ . Пусть избыток  $P$  давления в колоколе над его прежним гидростатическим давлением по скорости  $v$  вталкиваемой в него жидкости определяется формулой

$$\frac{dP}{dt} = kv,$$

где  $k$  есть постоянное, зависящее от объема воды в колоколе и толщины его стенок. Берем производную от обеих частей этой формулы по времени и пользуемся соотношением

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{h} \frac{dP}{dt},$$

где  $h$  есть величина, определяемая по § 4 для трубы в 24". Получаем:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{dP}{dt} + \frac{k}{h} P \right) = 0.$$

Таким образом

$$\frac{dP}{dt} + \frac{k}{h} P = C.$$

В начальный момент

$$P = 0, \quad \frac{dP}{dt} = kv_0;$$

поэтому постоянное  $C$  есть  $kv_0$ , и

$$\frac{dP}{hv_0 - P} = \frac{k}{h} dt.$$

Интегрируя это уравнение, находим:

$$v_0 h - P = C_1 e^{-\frac{k}{h} t}.$$

Так как при  $P = 0$

$$t = 0,$$

то

$$C_1 = v_0 h$$

и

$$P = v_0 h \left( 1 - e^{-\frac{k}{h} t} \right). \quad (22)$$

Давления  $P$ , образующиеся в колоколе  $A$ , должны со скоростью волны передаваться по нашей трубе в  $24''$  и восприниматься индикатором при колодце  $G$ , который таким образом после упомянутого падения давления будет показывать все увеличивающееся давление, быстро приближающееся к  $v_0 h$ . Это показание будет продолжаться до того времени, когда к колодцу  $G$  подбежит волна, отраженная от резервуаров Крестовских башен, при которых поддерживается постоянное давление вследствие открытых резервуаров <sup>1)</sup>. Момент подхода этой волны выразится началом падения давления на диаграмме. Время, протекшее от начала удара до начала этого падения (мы

<sup>1)</sup> Мы употребляем слово «отраженная» волна в более широком смысле, нежели принято обыкновенно: всякую новую волну, зародившуюся при границах, мы называем волною, отраженною от этих границ.

не считаем первое падение давления от эффекта колокола), будет равно времени, в которое ударная волна от колодца  $G$  дошла до Крестовских башен и потом возвратилась назад к колодцу  $G$ , т. е. прошла пространство 2002 сажени.

Так как кривые, выражающие давление  $P$ , на наших диаграммах шли прежде начала падения почти параллельно прямой гидростатического давления, то можно принять, что показываемая ими максимальная высота близка к  $v_0 h$ . Разумеется, было бы желательно произвести опыты над ударом с трубами больших диаметров, не осложненные присоединением воздушного колокола, но в наших наблюдениях встречалось практическое затруднение — отделить от главной магистрали г. Москвы воздушный колокол. Выступ, представленный на фигуре 23, сменялся на дальнейшей части диаграммы впадиной и, таким образом, получалось на ленте до пяти волн, но эти выступы и впадины вследствие эффекта колокола не были вполне тождественны, что можно объяснить на основании вышеизложенной теории. Во всяком случае для определения величин  $\lambda$  и  $P$  было вполне достаточно первого выступа.

Ниже приводится таблица наблюдений, сделанных 6 августа 1897 г. В этой таблице дана скорость воды до сотых долей *фут/сек*, которая получалась при делении минутного количества воды в пудах на 325,76. Величину  $h$ , которая по § 4 должна бы быть 2,7, мы принимаем равной 3. (Это число соответствует наблюдаемому  $\lambda = 473$ .) Среднее из времен, записанных в третьей колонне этой таблицы, будет 4,23 сек.; деля на это число расстояние 2002 сажени, будем иметь:

$$\lambda = 473 \text{ саж/сек.}$$

Эта скорость выходит менее данной в § 3. Если же остановиться на числах шестой колонны, дающих для времени пробега от колодца  $G$  до воздушного колокола, т. е. 60 сажений, среднюю величину 0,18 сек., то получим скорость волны  $\lambda = 333 \text{ саж/сек}$ ; но точность этого последнего результата невелика, так как момент начала опускания первого возвышения диаграммы было

Наблюдения 6 августа 1897 г. над гидравлическими ударами в трубе 24", сделанные посредством индикатора.

№ опыта	Скорость в трубе в фут/сек.	Время двойного пробеге до Крест. башен в сек.	Длина 1-го выступа на во времени в сек.	Длина 1-й впадины во времени в сек.	Время двойного пробеге до колокола в сек.	Наблюденное давление в ат	$P = 3v$
1	0,18	—	6,44	7,02	—	0,45	0,54
2	0,56	4,24	6,43	7,00	0,19	1,81	1,68
3	0,55	4,39	6,30	6,85	0,16	1,66	1,65
4	0,54	4,20	6,24	6,96	0,20	1,77	1,62
5	0,55	4,18	6,20	6,89	0,18	1,80	1,65
6	0,41	4,20	6,40	7,00	0,18	1,23	1,23
7	0,40	4,18	6,32	6,70	0,16	1,27	1,20
8	0,16	—	6,24	7,18	—	0,42	0,48
9	0,16	—	6,44	6,68	—	0,42	0,48
10	0,09	—	6,70	6,60	—	0,29	0,27

затруднительно измерять (фиг. 23). Что касается формулы  $P = 3v$ , принятой нами для определения ударного давления, то она, как видно из сравнения граф 7-й и 8-й, довольно удовлетворительна.

### § 13. ВОЗРАСТАНИЕ ВЕЛИЧИНЫ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО УДАРА ПРИ ПЕРЕХОДЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ТУПИКИ.

Установив основные данные о гидравлическим ударе в водопроводных трубах различных диаметров, мы перешли к исследованию обстоятельств, могущих увеличить силу удара. Особенно значительное возрастание силы гидравлического удара происходит при переходе ударной волны от толстых труб на тонкие и проявляется в тупиках тонких труб.

Наблюдения производились нами над переходом ударной волны, образовавшейся в трубе в 4", на трубу в 2".

Для этой цели труба в 2" была разобрана и оставлена только ее ветка в 73,82 сажени, идущая от постоянной будки № I (фиг. 7) до будки № II. Эта ветка была соединена возле будки № I с концом трубы в 4", которая была оставлена в своем прежнем виде и соединялась с выпускной задвижкой и индикатором будки № I, причем трубка, идущая к индикатору, была прикреплена к трубе в 4" несколько дальше точки ее соединения с веткой трубы в 2". Конец ветки в 2" соединялся с индикатором будки № II и оканчивался краном. Из этого крана перед началом опыта выпускалась вода, чтобы убедиться, что в трубе в 2" нет воздуха. Потом кран закрывался, и ветка обращалась в тупик. Производилось обычным образом истечение воды из трубы в 4" через задвижку с определением количества вытекающей воды и записью гидродинамических прямых в будках №№ I и II (при конце трубы в 2"); потом спускалась гирия, производящая затвор задвижки, и снимались ударные диаграммы в упомянутых будках.

Постараемся сначала теоретически определить вид этих диаграмм. Пусть  $P$  будет ударное давление, образовавшееся в трубе в 4" в момент закрытия задвижки. Это давление будет передано на трубу в 2" и будет распространяться в ней со скоростью волны  $\lambda'$  вместе с зародившейся в трубе в 2" скоростью течения воды  $u$ , направленной к тупику, причем на основании § 4

$$u = \frac{P}{\rho \lambda'}.$$

Так как вследствие этого течения из трубы в 4" в трубу в 2" в первой будет оставаться по направлению к задвижке скорость

$$\frac{P}{\rho \lambda'} \frac{r^2}{R^2},$$

где  $r=1$  и  $R=2$ , то ударное давление в трубе в 4" должно будет уничтожить только скорость

$$v = \frac{P}{\rho \lambda'} \frac{r^2}{R^2},$$

где  $v$  — скорость воды в трубе в 4" во время истечения. Называя через  $\lambda$  скорость волны в трубе в 4", можем теперь по § 4 написать, что

$$P = v\rho\lambda - P \frac{\lambda}{\lambda'} \frac{r^2}{R^2},$$

откуда

$$P = \frac{v\rho\lambda}{1 + \frac{\lambda}{\lambda'} \frac{r^2}{R^2}}. \quad (23)$$

Таким образом присоединение тупика уменьшает ударное давление в трубе в 4". Это уменьшение вследствие близости  $\lambda$  и  $\lambda'$  между собой будет для нашего случая  $\left(\frac{r^2}{R^2} = \frac{1}{4}\right)$  составлять потерю  $1/5$  всего ударного давления, так что, принимая  $\rho\lambda = 4 \text{ ат}$ , будем иметь:

$$P = \frac{16}{5} v. \quad (24)$$

В момент подхода ударной волны к концу тупика должна быть уничтожена скорость  $u$ , направленная к его закрытому концу. Это разовьет новое ударное давление, равное  $P$ , которое присоединится к прежнему давлению  $P$ , и манометр в будке № II покажет давление

$$P_1 = 2P. \quad (25)$$

Фаза с давлением  $2P$  и скоростью нуль побегит назад по трубе в 2" и достигнет до конца трубы в 4" прежде, чем ударная волна, отраженная от магистрали, подойдет по трубе в 4" к задвижке. Произойдет подъем давления в конце трубы в 4" до величины  $P'$ , заключенной между  $P$  и  $2P$ . Эту величину  $P'$  следует определить. От падения давления при начале трубы в 2" на  $2P - P'$  в ней зародится скорость, направленная к трубе в 4" и равная

$$\frac{2P - P'}{\rho\lambda'}.$$

Эта скорость даст в трубе в 4'' по направлению к магистрали скорость

$$\frac{2P - P'}{\rho\lambda'} \left(\frac{r}{R}\right)^2,$$

но так как в трубе имелась скорость

$$\frac{P}{\rho\lambda'} \left(\frac{r}{R}\right)^2,$$

направленная к задвижке, то добавочная сила удара  $P' - P$  должна будет прибавить к этой скорости по направлению к магистрали скорость

$$\frac{3P - P'}{\rho\lambda'} \left(\frac{r}{R}\right)^2.$$

Мы получаем соотношение

$$P' - P = \frac{\lambda}{\lambda'} (3P - P') \left(\frac{r}{R}\right)^2;$$

отсюда следует, что

$$P' = \frac{P \left[ 3 \frac{\lambda}{\lambda'} \left(\frac{r}{R}\right)^2 + 1 \right]}{1 + \frac{\lambda}{\lambda'} \left(\frac{r}{R}\right)^2}. \quad (26)$$

Для рассматриваемого случая можно будет написать:

$$P' = \frac{7}{5} P. \quad (27)$$

На основании формулы (26) скорость в трубе 2'' будет:

$$\frac{2P - P'}{\rho\lambda'} = \frac{P \left[ 1 - \frac{\lambda}{\lambda'} \left(\frac{r}{R}\right)^2 \right]}{\rho\lambda' \left[ 1 + \frac{\lambda}{\lambda'} \left(\frac{r}{R}\right)^2 \right]}.$$

Фаза, несущая эту скорость, направленную к трубе в 4'', и давление  $P'$ , побежит по трубе в 2'' и, достигнув конца тупика, произведет, так сказать, отрицательный удар. Для того чтобы уничтожилась вышеупомянутая скорость,



направленная от конца тупика, при этом конце должно развиться добавочное отрицательное ударное давление:

$$-\frac{P \left[ 1 - \frac{\lambda}{\lambda'} \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right]}{1 + \frac{\lambda}{\lambda'} \left( \frac{r}{R} \right)^2},$$

которое, соединившись с принесенным положительным давлением  $P'$ , заставит индикатор при будке № II показать давление

$$P'_1 = \frac{4P \frac{\lambda}{\lambda'} \left( \frac{r}{R} \right)^2}{1 + \frac{\lambda}{\lambda'} \left( \frac{r}{R} \right)^2}, \quad (28)$$

что для нашего случая дает

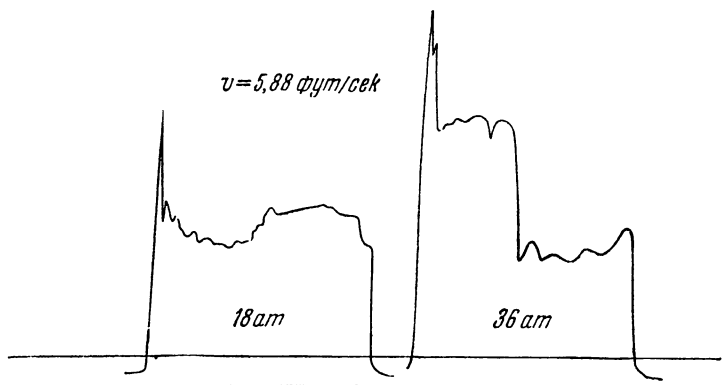
$$P'_1 = \frac{4}{5} P. \quad (29)$$

Так как в наших наблюдениях длина тупика в 2" была 73,82 сажени, а длина трубы в 4" от задвижки до магистрали была 150 сажений, то ударная волна успевала пробежать вдоль трубы в 2" четыре раза прежде, нежели при задвижке трубы в 4" происходил отрицательный удар вследствие отрицательной скорости, поданной от магистрали. Когда этот удар наступал, то происходило падение давления при задвижке до нулевой черты, которое передавалось по трубе в 2" и вызывало по прошествии времени пробега ударной волной длины этой трубы подобное же падение давления в конце тупика.

На основании всего сказанного ударные диаграммы в будках №№ I и II имели каждая вид двух ступеней, почти равных по длине (по времени). Ступени на диаграмме № I шли возвышаясь и, согласно формуле (27), были  $P$  и  $\frac{7}{5}P$ ; ступени же на диаграмме № II шли понижаясь и, согласно формулам (25) и (29), были  $2P$  и  $\frac{4}{5}P$ .

На фигуре 24 даны фотографии подобных диаграмм при скорости в трубе в 4", равной 5,9 фмт/сек, причем

правая диаграмма соответствует будке № II, а левая — будке № I. Мы видим, что вид этих диаграмм вполне согласен с изложенной теорией; при этом высота первой ступени, считая от динамической прямой, на правой диаграмме есть  $36 \text{ ат}$  и ровно в два раза более наибольшей высоты первой ступени левой диаграммы, которая равна  $18 \text{ ат}$ .



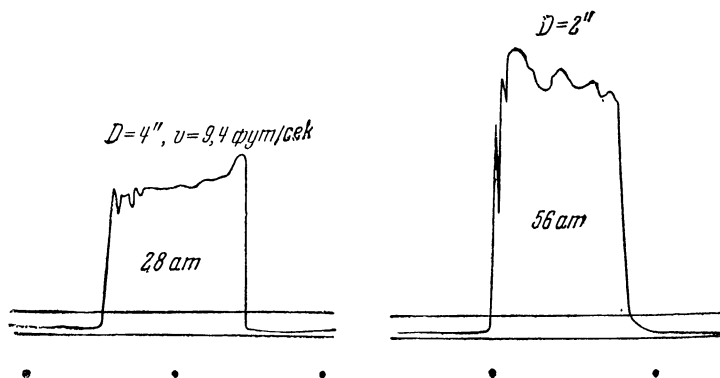
Фиг. 24.

На фигуре 25 даны диаграммы, наблюдаемые при скорости в трубе в  $4''$ , равной  $9,4 \text{ фут/сек}$ . Здесь давление в тупике  $56 \text{ ат}$  правой диаграммы тоже в два раза более давления в  $28 \text{ ат}$  левой диаграммы, но вторых ступеней нет. Это произошло от того, что в тот момент, когда ударная волна с двойным давлением пришла от тупика к трубе в  $4''$ , произошел разрыв в колене, соединяющем трубу в  $4''$  с задвижкой, причем из этого колена вырвало большой кусок трубы.

Ниже помещается таблица наших наблюдений над ударами в трубе в  $4''$ , соединенной с тупиком в  $2''$ , которые производились 16 ноября 1897 г. (стр. 74).

В этой таблице, между прочим, записано и время пробега ударной волной двойной длины тупика, т. е.  $147,64$

сажени. Это время определялось как средняя величина между шириной первых ступеней на диаграммах №№ I и II, причем показания из обеих диаграмм были одинаковы или различались на 0,01 сек. В этой таблице графы 7, 9 и 11



Фиг. 25.

составлены по формулам (27), (25) и (29), причем в них за  $P$  принята его теоретическая величина, взятая из графы 5. Рассматривая таблицу, видим, что теория, изложенная

**Наблюдения 16 ноября 1897 г. над передачей ударной волны из трубы в 4" на тупик в 2".**

№ опыта	Скорость $v$ в трубе 4" в фут/сек	Двойное время пробега тупика в сек.	$P$ в ат из будки № I	$P = \frac{16}{5} v$	$P'$ в ат из будки № I	$P' = \frac{7}{5} P$	$P_1$ в ат из будки № II	$P_1 = 2P$	$P'_1$ в ат из будки № II	$P'_1 = \frac{4}{5} P$
1	8,6	0,240	27,5	27,5	38,6	38,5	54,6	55,0	23,3	22,0
2	7,3	0,235	23,5	23,4	32,0	32,8	46,6	46,8	20,0	18,7
3	5,7	0,246	18,6	18,2	25,3	25,5	37,3	36,4	16,0	14,6
4	9,8	0,240	30,7	31,4	42,7	43,9	60,6	62,8	26,6	25,1
5	10,2	0,250	33,3	32,6	44,0	45,6	61,3	65,2	26,6	26,1
6	1,6	0,230	5,3	5,1	7,0	7,1	10,6	10,2	4,1	4,1
7	1,9	0,240	5,9	6,1	8,3	8,5	12,0	12,2	4,7	4,9

в этом параграфе, весьма удовлетворительно подтверждается наблюдениями. Мы сочли интересным определить время пробега ударной волной двойной длины тупика, так как здесь явление несколько отличается от предыдущих, и удар в тупике производится не остановкой текущей в нем воды, а быстрым поднятием давления у его начала. Среднее время пробега выходит 0,24 сек., что дает нам:

$$\lambda = 615 \text{ саж/сек.}$$

Это число близко с теми, которые были найдены в § 11.

Кроме наблюдений над переходом ударной волны из трубы в 4" на тупик в 2", были еще сделаны нами аналогичные наблюдения, соединив вышеупомянутый тупик в 2" с трубой в 6", которая была оставлена без изменения, как показано на фигуре 7 (наружная черная петля в 152,3 сажени). Формулы (23), (26), (25) и (28) для случая  $\left(\frac{r}{R}\right)^2 = \frac{1}{9}$  дают:

$$\left. \begin{aligned} P &= 0,9\rho\lambda v = 3,6v, & P' &= \frac{6}{5} P, \\ P_1 &= 2P, & P'_1 &= \frac{2}{5} P. \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

Приводим здесь результаты трех наблюдений, сделанных 20 декабря 1897 г.

**Наблюдения 20 декабря 1897 г. над передачей ударной волны из трубы в 6" на тупик в 2".**

№ опыта	Скорость $v$ в трубе в 6" в фут/сек	$P$ в ат из будки № I	$P = 3,6 v$	$P'$ в ат из будки № I	$P' = \frac{6}{5} P$	$P_1$ в ат из будки № II	$P_1 = 2P$	$P'_1$ в ат из будки № II	$P'_1 = \frac{2}{5} P$
1	3,0	9,7	10,8	12,3	12,9	20,2	21,6	5,5	4,3
2	5,0	16,5	18,0	20,3	21,6	33,3	36,0	8,5	7,2
3	8,0	27,5	28,8	32,6	34,6	52,6	57,6	14,3	11,5

## § 14. ОТРАЖЕНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ОТ ОТКРЫТОГО КОНЦА ТРУБЫ, ИЗ КОТОРОГО ВЫТЕКАЕТ ВОДА.

Мы воспользовались присоединением трубы в 2" к трубе в 6", чтобы исследовать отражение ударной волны от струи истекающей воды. Эти опыты представляли интерес как подтверждение той мысли, что удар распространяется по текущей воде по тем же законам, как вдоль покойной воды, и определяется только потерянными скоростями.

Опыт располагался так: кран при конце тупика открывался, и вода из трубы в 2" изливалась; потом открывалась задвижка в конце трубы в 6", и определялось количество воды, истекающей из-под поднятой задвижки, после чего производилось быстрое закрытие задвижки и снималась ударная диаграмма в будке № 1.

Определим теоретически, каков должен быть вид этой диаграммы. В момент закрытия задвижки при основании трубы в 2" развивается давление  $P$ , определяемое по формуле (23), где скорость  $v$  находится только по скорости воды, истекающей из-под задвижки, скорость же в трубе в 6", происходящая от истечения воды в трубу в 2", остается в трубе в 6" без перемены и не оказывает влияния на удар.

От момента закрытия задвижки в трубе в 2" побежит ударное давление  $P$  и добавочная скорость

$$\frac{P}{\rho k'}$$

направленная к концу трубы в 2". Когда эта волна дойдет до открытого конца трубы, тогда от последнего побежит к трубе в 6" фаза, определенная давлением 0 и скоростью

$$2 \frac{P}{\rho k'}$$

направленной к концу трубы в 2". Когда эта волна дойдет до трубы в 6", то в ней давление повысится сразу

§ 14. ОТРАЖЕНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ОТ КОНЦА ТРУБЫ 77

до  $P'$ . От поднятия давления на  $P'$  при начале трубы в  $2''$  зародится скорость

$$\frac{P'}{\rho \lambda'}$$

так что новая ударная скорость, которая разовьется у начала трубы в  $2''$  по направлению к ее концу (мы не считаем прежнюю скорость  $\frac{P}{\rho \lambda'}$ ), будет:

$$\frac{P + P'}{\rho \lambda'}$$

Эта скорость разовьется при начале трубы по направлению задвижки скорость

$$\frac{(P + P') r^2}{\rho \lambda' R^2}$$

что вызовет уменьшение давления на

$$\frac{\lambda}{\lambda'} \frac{r^2}{R^2} (P + P')$$

Таким образом

$$P - \frac{\lambda}{\lambda'} \frac{r^2}{R^2} (P + P') = P'$$

откуда

$$P' = \frac{P}{1 + \frac{\lambda}{\lambda'} \frac{r^2}{R^2}} \left( 1 - \frac{\lambda}{\lambda'} \frac{r^2}{R^2} \right). \quad (31)$$

Применительно к рассматриваемому случаю, в котором приблизительно  $\lambda = \lambda'$  и

$$\frac{r^2}{R^2} = \frac{1}{9},$$

будем иметь

$$P = 0,9 \rho \lambda v = 3,6 \tau,$$

$$P' = 0,8 P.$$

Приводим здесь результаты трех наблюдений, произведенных 15 декабря 1897 г.

Наблюдения 15 декабря 1897 г. над отражением удара, принесенного из трубы 6" в трубу 2" с открытым концом.

№ опыта	Скорость $v$ в трубе 6" соответств. истечению в бак	Давление $P$ под диаграмме № I	$P = 3,6v$	Давление $P'$ по диаграмме № I	$P' = 0,8P$
1	5,7	21,7	20,5	19,5	16,4
2	8,0	27,1	28,8	24,0	23,0
3	7,4	26,3	26,6	23,5	21,3

### § 15. О БЕЗОПАСНОМ ВРЕМЕНИ ЗАКРЫТИЯ ВОДОВЫПУСКНЫХ КРАНОВ.

Так как гидравлический удар происходит от быстрого прекращения скорости течения воды в трубах, то он может быть ослаблен и почти совсем уничтожен приспособлениями, допускающими только медленное запираание водовыпускных кранов и задвижек. Определим время  $t$  этого запираания под условием, чтобы ударное давление не превосходило данной величины  $P$ . Предполагая для простоты, что во время запираания крана количество изливающейся жидкости уменьшается пропорционально времени, найдем, что скорость в трубе  $v$  уменьшится на

$$\frac{v}{t} \frac{2l}{\lambda}$$

в то время, как ударная волна, отразившись от магистрали или вообще от того места, где имеется постоянное давление, возвратится назад к крану и принесет к нему это постоянное давление; при этом  $l$  есть длина трубы до магистрали, а  $\lambda$  — скорость ударной волны. Указанному уменьшению скорости соответствует поднятие давления на величину

$$P = \frac{v}{t} \frac{2l}{\lambda} h,$$

где  $h$  определяется по § 4. Из написанной формулы получаем:

$$t = \frac{vh}{P} \frac{2l}{\lambda}. \quad (32)$$

Здесь  $vh$  есть ударное давление при мгновенном закрытии задвижки,  $P$  — наибольший допустимый прирост давления против гидродинамического и  $\frac{2l}{\lambda}$  — время двойного пробега ударной волной длины трубы.

Положим, например, что в опыте 12 с трубой в 2", изложенном в таблице § 11, мы бы желали при той же скорости 4,23 фут/сек получить ударное давление не в 17,3 ат, а только в 1 ат; тогда мы должны бы сделать затвор во время

$$t = \frac{17,3}{1} \cdot 1,14 = 19,72 \text{ сек.}$$

Формула (32) показывает, что время затвора, при котором удар имеет данную величину, возрастает пропорционально скорости и длине трубы. Если время затвора более времени двойного пробега ударной волной длины трубы, то формула (32) перестает иметь место, и получается максимальный удар.

## § 16. ВОЗДУШНЫЕ КОЛПАКИ.

Мы видели при исследовании удара в трубе в 24" эффект большого водяного колпака, поставленного при основании трубы. Эффект этот аналогичен замедлению времени затвора. Подобным же образом действует и воздушный колпак. Мы занялись исследованием действия колпаков, поставленных на самой линии труб, по которым распространяется удар. Воздушные колпаки малых и больших размеров помещались на нашей петле трубы в 2" (фиг. 7) на расстоянии 152,87 сажени (близко к концу петли с ее левой стороны, считая от задвижки), так что они приходились между будками №№ II и III. Удар производился нашим обыкновенным способом. Диаграммы снимались во



всех трех будках, но для наших исследований были нужны только диаграммы №№ I и III.

Для воздушного колпака малых размеров (около 60 куб. дюймов) диаграммы эти имели вид, изображенный на фигурах 26 и 27, которые соответствуют ско-



Фиг. 26.

рости истечения 4,4 фут/сек. Мы видим, что действие колпака указанных размеров несколько не уменьшает высоту первого выступа диаграммы, снятой перед колпаком, который дает давление 17,3 ат, довольно согласное с теоретическим  $4v = 17,6$  ат. Что касается высоты второго выступа, то она, благодаря эффекту колпака,



Фиг. 27.

возрастает почти в 1,3 раза против высоты первого выступа. Третий и последующие выступы резко ослабевают.

На диаграмме, снятой за колпаком в будке № III, мы имеем незначительное ослабление наибольшего удара до 14,6 ат, при этом выступы закругляются и быстро потухают.

Мы видим, что воздушный колпак указанных размеров, поставленный на линии трубы, является бесполезным для ослабления передачи удара. Совершенно иной эффект полу-

чается при увеличении размеров колпака. На фигуре 28 дана диаграмма в будке № I при колпаке 548 куб. дюймов и скорости воды 1,8 *фут/сек.* Эта диаграмма очень похожа на обыкновенную ударную диаграмму при отражении удара от магистрали. Ударное давление здесь 7,1 *ат* довольно согласно с теоретическим  $4v = 7,2$ . Что касается до диаграммы в будке № III, то она представляет прямую, сливающуюся со статической прямой. Таким образом можно сказать, что колпак взятых размеров совсем не пропускает через себя гидравлический удар рассматриваемой величины.

Укажем на некоторые теоретические соображения, позволяющие определить размеры воздушных колпаков, не про-



Фиг. 28.

пускающих ударную волну. Пусть  $u_1$  будет объем воздуха в колпаке при истечении воды в трубе до удара, а  $u$  — его переменный объем в продолжение гидравлического удара.

Во время истечения из магистрали вода через трубу в 2" с одного конца входит в колпак со скоростью  $v$ , а с другого из него выходит с той же скоростью. Это будет продолжаться и некоторое время после падения ударной гири, пока ударная волна не добежит до колпака, что в наших опытах происходит через  $1/4$  сек. С этого момента при отверстии трубы, принесшей фазу  $P = P_0$  и  $v = 0$ , ударное давление падает до нуля (мы говорим о добавочном давлении к гидродинамическому), и жидкость начинает истекать в колпак со скоростью  $v$ , так что в колпак с обоих концов трубы будет изливание воды со скоростью  $v$ . Давление в колпаке от уменьшения объема начинает возрастать, и это возрастание по закону передачи волны передается вдоль обоих концов трубы. При этом возрастание

давления до величины  $P$  производит уменьшение скорости втекающей в колпак воды до

$$\frac{P}{h}.$$

Это соображение позволяет нам написать уравнение:

$$-du = 2 \left( v - \frac{P}{h} \right) \frac{\pi d^2}{4} dt. \quad (33)$$

Так как вследствие быстроты удара процесс изменения [состояния] воздуха в колпаке должен быть принят адиабатным, то

$$u^k (P + p_1) = u_1^k p_1,$$

где  $k = 1,4$  есть отношение теплоемкости воздуха с постоянным давлением к его теплоемкости с постоянным объемом, а  $p_1$  есть начальное гидродинамическое давление в колпаке. Отсюда имеем:

$$du = -\frac{1}{k} \frac{u_1 p_1^{\frac{1}{k}} dP}{(P + p_1)^{\frac{k+1}{k}}},$$

так что

$$k \frac{\pi d^2}{2} \frac{dt}{p_1^{\frac{1}{k}} h} = \frac{u_1 dP}{(p_1 + P)^{\frac{k+1}{k}} (P_0 - P)}.$$

Мы заменили здесь  $hv$  на  $P_0$ .

Для большего удобства введем подстановку:

$$z = \frac{p_1 + P}{p_1 + P_0}, \quad P = z(p_1 + P_0) - p_1 \quad (34)$$

и напишем нашу формулу в виде:

$$\frac{k\pi d^2}{2} \left( \frac{p_1 + P_0}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \left( \frac{p_1}{P_0} \right) v dt = \frac{u_1 dz}{z^{\frac{k+1}{k}} (1-z)};$$

отсюда по совершении интеграции имеем:

$$\frac{k\pi d^2}{2} \left( \frac{p_1 + P_0}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \left( \frac{p_1}{P_0} \right) vt = u_1 \int_{z_1}^z \frac{dz}{z^{\frac{k+1}{k}} (1-z)},$$

где

$$z_1 = \frac{P_1}{p_1 + P_0}.$$

Положим для сокращения письма, что

$$\psi(z) = \int_{z_1}^z \frac{dz}{z^{\frac{k+1}{k}} (1-z)}, \quad (35)$$

и введем вместо  $u_1$  величину объема колпака  $u_0$  при гидростатическом давлении  $p_0$ , положив

$$u_1 = \frac{p_0 u_0}{p_1};$$

тогда искомый объем колпака  $u_0$  выразится формулой

$$u_0 = \frac{k\pi d^2}{2\psi(z)} \left( \frac{p_1 + P_0}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \frac{p_1^3}{P_0 p_0} vt. \quad (36)$$

В этой формуле за  $t$  надо принять время, в которое ударная волна, отразившись от задвижки или магистрали, вернется назад к колпаку (то, которое меньше). В наших опытах это время есть  $1/2$  сек. Величина  $z$  определяется по наибольшему удару, который мы позволяем пропустить через колпак.

Если речь идет о ничтожном ударном давлении, которое позволяют перепустить через колпак, то в формуле (35) разность пределов интеграции  $z - z_1$  будет очень мала и можно будет положить:

$$\psi(z) = \frac{z - z_1}{z_1^{\frac{k+1}{k}} (1 - z_1)} = \left( \frac{P_0 + p_1}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \frac{P}{P_0}.$$

Мы получим для определения искомого объема следующую приближенную формулу:

$$u_0 = \frac{k\pi d^2}{2} vt \frac{p_1^2}{p_0 P}. \quad (37)$$

Эта простая формула, собственно говоря, и имеет главный интерес в практическом отношении, так как колпаки ставятся с целью получить  $P$  возможно меньшее.

Для пользования формулой (36) надо бы составить таблицы функции  $\psi$ ; но мы при применении ее пользовались двумя пределами, между которыми заключена функция  $\psi$ . Так как по формуле (34)  $z < 1$ , то положив в интеграле формулы (35)  $k = 1$ , получим величину  $\psi_1 > \psi$ , а положив  $k = 2$ , найдем величину  $\psi_2 < \psi$ . Эти функции  $\psi_1$  и  $\psi_2$ , служащие нам пределами функции  $\psi$ , суть:

$$\left. \begin{aligned} \psi_1 &= \frac{1}{z_1} - \frac{1}{z} + \ln\left(\frac{1}{z_1} - 1\right) - \ln\left(\frac{1}{z} - 1\right), \\ \psi_2 &= 2\left(\frac{1}{y_1} - \frac{1}{y}\right) + \ln\left(\frac{\frac{1}{y_1} - 1}{\frac{1}{y_1} + 1}\right) - \ln\left(\frac{\frac{1}{y} - 1}{\frac{1}{y} + 1}\right), \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

где  $\ln$  — знак логарифма Непера, а  $y = \sqrt{z}$ .

Прилагаем ниже таблицу шести наблюдений, произведенных над воздушными колпаками 21 октября 1897 г.

Здесь в первом горизонтальном ряду таблицы дано среднее из трех наблюдений, которые были сделаны при одной и той же скорости истечения 4,4 *фут/сек* и при одном и том же объеме колпака 60 куб. дюймов. Числа  $p_1$  шестой графы определялись нами по диаграмме № II, снимаемой близко от воздушного колпака (к сожалению, не снималась диаграмма давления в самом колпаке, как это было бы нужно для пользования нашими формулами). Первые два теоретические объема колпака, написанные в графе 10, вычислялись по формуле (36) с двумя предельными значениями  $\psi$  из формулы (38), а объемы для опытов 5 и 6, в которых разность пределов  $z - z_1$  есть небольшая величина, определялись по формуле (37). Мы

видим, что теоретические объемы довольно близки с действительно имевшимися, и потому рекомендуем для применения в практике наши формулы (36) и (37).

Наблюдения 21 октября 1897 г. над гидравлическими ударами в трубе 2", передаваемыми через воздушные колпаки.

№ опыта	Скорость $v$ в фут/сек	Время $t$ двойного про- бега до колпака в сек.	$P_0$ по диаграмме № I	$P_0 = 40$	Гидростатическое давление $P_0$	Гидродинамическое давление $P_1$	$P_{\max}$ в колпаке	$u_0$ в куб. дюймах	$u_0$ в куб. дюймах по формуле	Отношение давлений в 1 и 2 выступах диаграммы № I	Отношение длины выступа и впадины диаграммы № I
1,2,3	4,4	0,50	17,3	17,6	5,4	2,7	14,6	60	55—69	1,3	1,5
4	3,7	0,50	14,8	14,8	5,3	2,5	13,4	40	41—66	1,5	2,0
5	3,9	0,50	15,7	15,6	5,4	3,1	0,7	548	523	1,1	0,4
6	1,8	0,50	7,1	7,2	5,4	4,6	0,7	548	532	1,1	0,4

В графе 11 таблицы дается для диаграммы № I отношение высоты второго выступа к высоте первого. Мы видим, что это отношение более единицы и при малых размерах колпака и больших скоростях доходит до 1,5. Объяснение этому обстоятельству мы находим в сказанном в конце § 9 о разрыве жидкости. При отставании колонны жидкости от задвижки эта колонна будет отброшена назад к задвижке под действием повышенного давления в колпаке и произведет второй удар, более сильный, нежели первый.

Достоин внимания ещё то обстоятельство, что отношения длины первого выступа к длине первой впадины, которые даны в 12-й графе нашей таблицы, для малых размеров колпака значительно больше единицы, тогда как для колпаков больших размеров оно выходит, согласно со сказанным в § 9, менее единицы. Причина уменьшения длины впадины при малых размерах колпака может быть

разъяснена при рассмотрении правой и левой волн, которые характеризуют явления удара в рассматриваемом случае. Аналогично фигуре 4 мы будем для нашего случая иметь фигуру 29.

На этой фигуре  $cb$  будет выраженная во времени пробега ударной волной длина трубы от задвижки до колпака, т. е.  $cb = \frac{l}{\lambda}$ . Часть правой волны  $cf_2$  строится по закону затвора задвижки, причем

$$fc_2 = \frac{2l}{\lambda} - \tau.$$

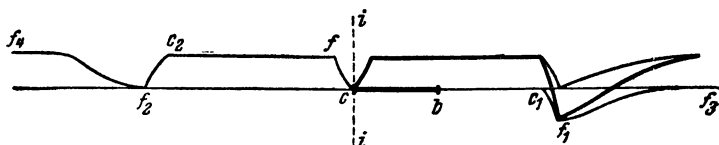
согда точка  $c$  правой волны подойдет к колпаку, то в последнем избыток  $P$  давления над гидродинамическим будет сначала 0, а потом  $P$  начнет возрастать. Мы примем, что за время  $\tau$  это возрастание невелико, и ограничим начало левой волны кривой  $c_1f_1$ , симметричной относительно  $b$  кривой  $cf$ . Затем условие при колпаке будет состоять в том, чтобы положительное давление, приносимое в точку  $b$  правой волной, вместе с отрицательным давлением, приносимым в эту точку левой волной, давало величину  $P$ , определяемую по значению  $z$  из формулы (36). Чтобы выполнить это условие, надо ограничить левую волну контуром  $f_1f_3$ , расстояния которого от горизонтали через  $f_1$  дают соответственные величины  $\frac{1}{\rho\lambda} P$ . Этот контур при колпаке малых размеров будет быстро приближаться к продолжению прямой  $cb$ . Продолжим его на пространство

$$c_1f_3 = \frac{2l}{\lambda} + \tau.$$

Когда точка  $c_1$  левой волны подойдет к задвижке  $c$ , тогда к этой точке подойдет точка  $c_2$  правой волны. Для того чтобы скорость  $v$  у задвижки была равна нулю, необходимо, чтобы контур  $c_2f_2f_4$  правой волны был бы одинаков с контуром  $c_1f_1f_3$  левой волны.

Рассуждая подобным образом и обращая одновременно с этим внимание на закон изменения давления в колпаке, мы можем построить дальнейшие очертания левой и правой волн. Но для нашей цели достаточно сказанного.

Повернув, как это объяснено в § 5, правую волну около вертикали  $ii$ , проходящей через задвижку, и сложив совмещенные при этом величины давления правой и левой волн, мы получим очертание ударной диаграммы при будке № I. Это очертание представлено на фигуре 29 зачерненной линией. Мы видим, что эффект колпака может суживать впадину. Это сужение при колпаках чрезвычайно малых размеров вследствие быстрого приближения линии  $f_1f_3$  к  $c_1f_3$  может обратить всю впадину в узкую щель,



Фиг. 29.

начертанную на диаграмме трубы без колпака, как будет показано в § 18.

Мы исследовали эффект воздушных колпаков, поставленных на линии трубы, но выведенные нами формулы (36) и (37) могут быть применены и к расчету колпаков, поставленных при водовыпускной задвижке; при этом нам пришлось бы только заменить в этих двух формулах  $\frac{k\pi d^2}{2}$  на  $\frac{k\pi d^2}{4}$ . Это пришлось бы сделать потому, что вода вливается в колпак с одного конца, и в исходной формуле (33) не надо писать множитель 2. Таким образом при тех же условиях размеры воздушного колпака, поставленного при конце трубы, выходят в два раза менее размеров колпака, поставленного на линии трубы.

Воздушные колпаки надлежащих размеров вполне могут предохранить следующую за колпаком (по направлению распространения ударной волны) часть трубы от гидравлического удара; эти надлежащие размеры выходят довольно большие. Если бы мы, например, в опыте 8 с трубой в 6", изложенном в таблице § 10, желали удар 29 ат свести до 1 ат, то нашли бы по формуле (37)



для воздушного колпака, поставленного при задвижке, принимая приближенно  $p_0 = p_1 = 5,4$ , объем

$$u_0 = 9810 \text{ куб. дюймов} = 5,68 \text{ куб. фут.}$$

Но главное практическое неудобство при применении колпаков состоит в том, что трудно сохранять постоянный объем воздуха в колпаке. При вышеописанных наблюдениях 21 октября 1897 г. мы заметили, что объемы 60 и 40, бывшие до опытов, после опытов обратились в 50 и 37. Эта изменчивость объемов заставляет употреблять механические приспособления для пополнения объемов воздуха, уносимого водой во время ударов, что затрудняет применение воздушных колпаков и делает предпочтительнее употребление предохранительных клапанов.

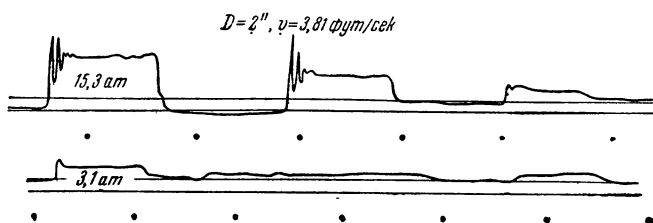
## § 17. ПРЕДОХРАНИТЕЛЬНЫЕ КЛАПАНЫ.

Мы делали опыты с предохранительными клапанами на той же линии трубы в 2", о которой говорили в предыдущем параграфе. Пружинные конические клапаны помещались почти в том же месте, где раньше помещались колпаки на расстоянии 153,84 сажени от задвижки.

По прошествии  $\frac{1}{4}$  сек. после падения гири ударная волна подбегала к предохранительному клапану и, открыв его, разбрасывала воду коническим фонтаном, который длился в продолжение  $\frac{1}{2}$  сек., пока к клапану от задвижки не подходила волна пониженного давления; тогда клапан закрывался. Такое закрытие и открытие клапана периодически повторялось несколько раз, вследствие последовательных отражений ударной волны от задвижки и от открытого клапана, до тех пор, пока ударное давление настолько ослабевало, что клапан переставал открываться.

Ударные диаграммы снимались в будке № I при задвижке и в будке № III за предохранительным клапаном. Подобные диаграммы для скорости в трубе  $v = 3,81 \text{ фут/сек}$  представлены на фигуре 30. Верхняя диаграмма соответствует будке № I и дает в первом выступе ударное давление 15,3 ат, близкое к теоретической величине  $4v = 15,2$ ;

нижняя диаграмма соответствует будке № III и дает давление первого выступа на 3,1 ат выше гидростатического, согласное с упругостью пружины предохранительного кла-



Фиг. 30.

пана. Приводим здесь результаты шести наблюдений, сделанных над предохранительными клапанами 21 октября 1897 г.

**Наблюдения 21 октября 1897 г. над предохранительными клапанами на трубе в 2".**

№ опыта	Скорость $v$ в фут/сек	Двойное время пробега до клапана в сек.	Давление $P$ по диаграмме № I	$P = 4v$	Давление по диаграмме № III над гидростатическим	Отношение высот первого и второго выступов в диаграмме № I
1	4,39	0,50	17,3	17,6	3,5	1,4
2	4,39	0,50	17,3	17,6	3,5	1,5
3	3,79	0,50	15,5	15,2	3,1	1,5
4	3,81	0,50	15,5	15,2	3,6	1,5
5	3,81	0,50	15,3	15,2	3,1	1,5
6	2,58	0,49	10,3	10,3	3,5	1,4

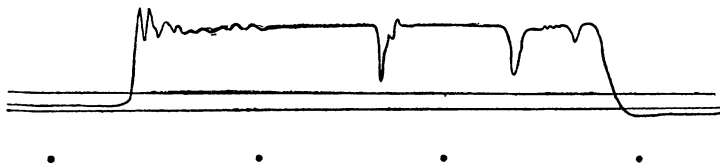
Числа четвертой графы таблицы дают ударное давление перед предохранительным клапаном, вполне согласное с формулой  $4v$ ; что же касается давления за предохранительным клапаном, то оно выходит одинаковым при опытах 1 и 6

с различными скоростями и зависит только от силы пружины клапана. Графа седьмая, дающая отношение высот первого и второго выступов диаграммы № I, свидетельствует о быстром затухании ударного давления. Как результат опытов, может быть выставлено положение, что предохранительный клапан перепускает через себя только такую силу удара, которая равна упругости его пружины. Разумеется, такой результат и следовало ожидать.

### § 18. ОТЫСКАНИЕ МЕСТ НА ЛИНИИ ТРУБЫ, В КОТОРЫХ ПРОИЗОШЛО СКОПЛЕНИЕ ВОЗДУХА.

На фигуре 31 изображена ударная диаграмма, снятая при будке № I с нашей трубы в 2" (фиг. 7) при образовавшихся в некоторых местах трубы небольших скоплениях воздуха.

Такой вид получили диаграммы целой серии наших опытов, произведенных 13 сентября 1897 г. над трубой в 2"



Фиг. 31.

с целью оправдания формулы § 4. Эти опыты были признаны негодными, так как диаграммы прорезывались тремя щелями, которые с удивительным постоянством появлялись на одних и тех же местах.

По осмотре линии трубы было обнаружено, что на расстояниях 193,86, 295,14 и 335,81 сажени от задвижки образовались скопления воздуха. Эти скопления образовались в трубках, которые остались от снятых с трубы манометров. Принимая во внимание, согласно сказанному в конце § 16, что щели являются вследствие присутствия малых воздушных колпаков, постараемся употребить упо-

мянутую серию диаграмм для отыскания места в трубе этих колпаков.

Так как щель на диаграмме № I образуется в тот момент, когда ударная волна подбегает к воздушному колпаку, то выраженные во времени расстояния щелей диаграммы от ее начала дают двойное время пробега ударной волны до искомого воздушного колпака. Помещаем здесь таблицу, составленную по семи диаграммам, снятым в будке № I.

Средняя величина двойного времени пробега ударной волны до искомым колпаков будет 0,64, 0,99 и 1,14 сек.

**Определение мест скопления воздуха в трубе в 2<sup>о</sup> из наблюдений, произведенных 13 сентября 1897 г.**

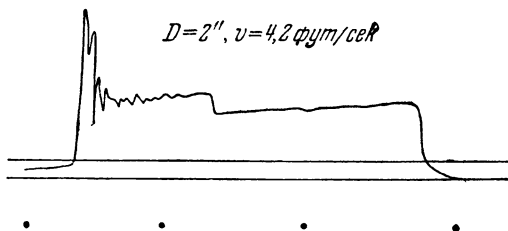
№ опыта	Скорость воды $v$ в фут/сек	Расстояние от первой щели в сек.	Расстояние от второй щели в сек.	Расстояние от третьей щели в сек.
1	4,42	0,64	1,00	1,15
2	4,42	0,65	1,00	1,13
3	4,37	0,64	1,00	1,14
4	4,34	0,65	1,00	1,14
5	3,29	0,64	1,00	1,14
6	3,17	0,63	0,96	1,13
7	3,18	0,65	0,99	1,15

Принимая для рассматриваемого случая  $\lambda = 600$  саж/сек (это показывало прямое наблюдение скорости в данном случае), найдем для искомым колпаков расстояния: 192, 297 и 342 сажени, которые довольно близко подходят к действительным местам воздушных масс.

Заметим здесь, что на фигуре 31 первая щель отстоит от начала диаграммы дальше, нежели от ее конца. Это обстоятельство не оставляет в нас сомнения в том, что в трубе имеются три воздушных колпака. Если бы вторая щель отстояла в два раза дальше первой от начала диаграммы, то она могла бы явиться эффектом волны, отброшенной от первого колпака и потом отраженной от задвижки.

### § 19. ОПРЕДЕЛЕНИЕ С ПОМОЩЬЮ УДАРНОЙ ДИАГРАММЫ МЕСТА УТЕЧКИ В ВОДОПРОВОДНОЙ ТРУБЕ.

Подобно тому, как ударная диаграмма позволяет обнаружить место скопления в трубе воздуха, может она обнаружить и место утечки, образовавшейся в трубе; способ этого обнаружения, может быть, получит важное практическое значение.



Фиг. 32.

Для разъяснения поставленного вопроса были произведены нами наблюдения 7 октября 1897 г. На линии петли трубы в 2" было сделано несколько отверстий (отмеченных точками на фигуре 7), которые поочередно открывались и образовывали фонтаны воды. Задвижка трубы с таким фонтаном открывалась, количество истекающей из под нее воды определялось, и потом обыкновенным образом производился гидравлический удар. Ударные диаграммы снимались в будках №№ I, II и III, хотя для определения места фонтана достаточно бы было одной диаграммы № I.

На фигуре 32 дана фотография такой диаграммы при скорости истечения воды 4,2 фут/сек и при тоненьком фонтане, бьющем из трубы на расстоянии 135,56 сажени от задвижки. Мы видим, каким ясным падением высоты диаграммы отмечается место фонтана. Определяя время 0,44 сек., протекшее от начала поднятия давления, и умножая его половину на  $\lambda$ , находим при  $\lambda = 600 \text{ саж/сек}$

§ 19. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕСТА УТЕЧКИ В ВОДОПРОВОДНОЙ ТРУБЕ 93

расстояние 132 сажени, довольно близкое к действительному.

Укажем на некоторые теоретические соображения, относящиеся к рассматриваемому вопросу. Когда ударная волна, образовавшаяся от уничтожения скорости посредством быстрого закрытия водовыпускной задвижки, подойдет к отверстию фонтана, тогда ударное давление

$$P = v h$$

понижится до величины  $P'$ . При этом разовьются скорости: в части трубы между фонтаном и задвижкой скорость

$$\frac{P - P'}{h}$$

по направлению к фонтану, а в части трубы между фонтаном и магистралью скорость  $\frac{P'}{h}$  по направлению к магистрали; последняя соединится с имеющейся в трубе по направлению к фонтану скоростью  $v + w$  и даст скорость

$$v + w - \frac{P'}{h} = w + \frac{P - P'}{h}$$

по направлению к фонтану.

Все секундное количество воды, которое при этом должно выбрасываться через отверстие фонтана, будет:

$$Q = \frac{\pi d^2}{4} \left( w + 2 \frac{P - P'}{h} \right).$$

Секундное количество воды, изливавшееся из фонтана до удара, было:

$$\frac{\pi d^2}{4} w = \mu \frac{\pi d'^2}{4} \sqrt{\frac{2pg}{\gamma}},$$

где  $d$  и  $d'$  — диаметры трубы и отверстия фонтана,  $\mu$  — коэффициент истечения из фонтана, а  $p$  — давление до удара.

Фаза с давлением  $P'$  и скоростью

$$\frac{P - P'}{h}$$

будет передаваться к задвижке и образует при ней отрицательный удар с давлением  $P_1$ , определяемый по формуле:

$$P_1 = P' - \frac{P - P'}{h} h = 2P' - P = P - 2(P - P'),$$

так что

$$2P' = P + P_1$$

и

$$P > P' > P_1.$$

Выше данная величина  $Q$  может быть теперь представлена таким образом:

$$Q = \frac{\pi d^2}{4} \left( \omega + \frac{P - P_1}{h} \right).$$

С другой стороны,

$$Q = \mu \frac{\pi d'^2}{4} \sqrt{\frac{2(P' + p)}{\gamma}} g = \mu \frac{\pi d'^2}{4} \sqrt{\frac{2P - (P - P_1) + 2p}{\gamma}} g.$$

Сравнивая величины  $Q$ , получим уравнение для определения  $P - P_1$ :

$$\left( \frac{P - P_1}{h} \right)^2 + \left( \frac{P - P_1}{h} \right) \left[ 2\mu \left( \frac{d'}{d} \right)^2 \sqrt{\frac{2pg}{\gamma}} + \mu^2 h \left( \frac{d'}{d} \right)^4 \frac{g}{\gamma} \right] - 2\mu^2 \left( \frac{d'}{d} \right)^4 \frac{Pg}{\gamma} = 0, \quad (39)$$

где  $\omega$  было выражено по  $p$ .

Если отношение  $\frac{d'}{d}$  очень мало и  $P$  велико сравнительно с  $p$ , то можно вместо уравнения (39) пользоваться следующим приближенным уравнением:

$$P - P_1 = 93,3 \mu \left( \frac{d'}{d} \right)^2 \sqrt{P}, \quad (40)$$

где  $P$  и  $P_1$  выражены в атмосферах.

Предположив, что  $s$  есть расстояние фонтана от задвижки и что целая часть дроби  $\frac{l}{s}$  есть  $n$ , будем иметь  $n$  отражений ударной волны от задвижки, прежде нежели ударная волна, отраженная от магистрали, дойдет до за-

§ 19. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕСТА УТЕЧКИ В ВОДОПРОВОДНОЙ ТРУБЕ 95

движки (видоизменяясь эффектом фонтана). Назовем через  $P_2, P_3, P_4, \dots$  ударные давления при задвижке при втором, третьем и т. д. отражениях, а через  $P'', P''', \dots$  назовем второе, третье и т. д. ударные давления при фонтане. На основании рассуждения, с помощью которого мы вывели соотношение

$$2P' = P + P_1,$$

можем получить ряд соотношений:

$$\left. \begin{aligned} 2P' &= P + P_1, \\ 2P'' &= P_1 + P_2, \\ 2P''' &= P_2 + P_3, \\ 2P'''' &= P_3 + P_4, \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

из которых следует, что

$$\left. \begin{aligned} P_1 &= P - 2(P - P'), \\ P_2 &= P - 2(P' - P''), \\ P_3 &= P_1 - 2(P'' - P'''), \\ P_4 &= P_2 - 2(P''' - P'''). \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

Укажем порядок, в котором располагаются величины  $P, P_1, P_2, \dots, P', P'', P''', \dots$ . Когда отраженное от задвижки давление  $P_1$  дойдет до фонтана, при котором имеется большее давление  $P'$ , то давление при фонтане обратится в  $P''$ , причем

$$P'' < P'.$$

Из части трубы, идущей к магистрали, начнет изливаться к фонтану новое количество воды

$$\frac{\pi d^2}{4} \frac{P' - P''}{h},$$

а от фонтана в трубу, идущую к задвижке, будет уходить количество воды

$$\frac{\pi d^2}{4} \frac{P'' - P_1}{h},$$



между тем как прежде к нему подходило количество воды

$$\frac{\pi d^2}{4} \frac{P - P'}{h}.$$

Таким образом секундное количество воды  $Q_1$ , изливающегося теперь в фонтане, определится по  $Q$  соотношением

$$Q_1 = Q + \frac{\pi d^2}{4h} [2(P' - P'') + P_1 - P],$$

которое по формуле (42) будет:

$$Q_1 = Q + \frac{\pi d^2}{4h} (P_1 - P_2).$$

Так как вследствие  $P'' < P'$  надо иметь  $Q_1 < Q$ , то

$$P_2 > P_1.$$

К этому неравенству по формулам (42) и (41) присоединяются еще следующие:

$$P_2 < P, P_2 > P''.$$

Когда после второго отражения от задвижки давление  $P_2$  подойдет к фонтану, то имеющееся при нем давление  $P''$  заменится на  $P'''$ , причем

$$P''' > P''.$$

В часть трубы, идущую к магистрали, будет изливаться от фонтана новое количество воды

$$\frac{\pi d^2}{4} \frac{(P''' - P'')}{h},$$

а из части трубы к задвижке будет изливаться к фонтану

$$\frac{\pi d^2}{4} \frac{(P_2 - P''')}{h},$$

тогда как прежде от фонтана уходило

$$\frac{\pi d^2}{4} \frac{P'' - P_1}{h}.$$

§ 19. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕСТА УТЕЧКИ В ВОДОПРОВОДНОЙ ТРУБЕ 97

Секундное количество выбрасываемой фонтаном воды увеличится и обратится в  $Q_2$ , где

$$Q_2 = Q_1 + \frac{\pi d^2}{4h} [2(P'' - P''') + P_2 - P_1],$$

или по формуле (42):

$$Q_2 = Q_1 + \frac{\pi d^2}{4h} (P_2 - P_3).$$

Так как  $Q_2 > Q_1$ , то

$$P_3 < P_2.$$

Сюда присоединяются еще по формулам (42) и (41) неравенства

$$P_3 > P_1, \quad P_3 < P''.$$

Продолжая рассуждать подобным образом, придем к заключению, что разности:

$$\begin{aligned} P - P_1, \quad P_1 - P_2, \quad P_2 - P_3, \quad \dots \\ P' - P'', \quad P'' - P''', \quad P''' - P''', \quad \dots \end{aligned}$$

представляют знакопеременные ряды постоянно убывающих членов.

Секундные объемы, изливаемые в фонтан в последовательные промежутки времени, на основании сказанного могут быть представлены в виде:

$$\left. \begin{aligned} Q &= \frac{\pi d^2}{4} \left( w + \frac{P - P_1}{h} \right), \\ Q_1 &= \frac{\pi d^2}{4} \left( w + \frac{P - P_2}{h} \right), \\ Q_2 &= \frac{\pi d^2}{4} \left( w + \frac{P - P_3}{h} \right), \\ &\dots \dots \dots \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

Эти величины показывают нам, что скорость истечения фонтана попеременно увеличивается и уменьшается.

Воспользовавшись формулой (43), мы можем составить для определения  $P - P_i$  уравнения, аналогичные (39) и (40). Эти уравнения могут быть прямо получены из

уравнений (39) и (40) через замену в них  $P - P_1$  на  $P - P_i$  и величины  $P$  на

$$\frac{P + P_{i-1}}{2}.$$

Когда произойдет  $n$  отражений от задвижки, тогда ударная волна, отраженная от магистрали, подойдет раньше к фонтану, нежели волна, отраженная от задвижки. Эта волна принесет к концу трубы у фонтана добавочное давление

$$P^{(n)} - P'$$

и добавочную скорость к магистрали

$$\frac{P'}{h}.$$

У фонтана разовьется давление  $P^{(n+1)}$  и к количеству  $Q_{n-1}$  выбрасываемой им воды прибавится

$$\begin{aligned} \frac{\pi d^2}{4} \left[ -\frac{P'}{h} + \frac{P^{(n)} - P' - P^{(n+1)}}{h} + \frac{P^{(n)} - P^{(n+1)}}{h} \right] = \\ = \frac{\pi d^2}{4h} [2P^{(n)} - 2P' - 2P^{(n+1)}]. \end{aligned}$$

Таким образом будем иметь:

$$\begin{aligned} Q_n &= \frac{\pi d^2}{4} \left[ \omega + \frac{P - 2P' + 2P^{(n)} - P_n - 2P^{(n+1)}}{h} \right] = \\ &= \frac{\pi d^2}{4} \left[ \omega + \frac{-P_1 + P_{n-1} - 2P^{(n+1)}}{h} \right]. \end{aligned}$$

Эта формула показывает, что  $P^{(n+1)}$  или отрицательно, или удовлетворяет неравенству

$$2P^{(n+1)} < P_{n-1} - P_1.$$

Изменение давления при фонтане будет передаваться к задвижке, к которой подбежит волна, несущая добавочное давление

$$P^{(n+1)} - P^{(n)}$$

и добавочную скорость

$$\frac{P^{(n)} - P^{(n+1)}}{h},$$

направленную к фонтану. Эта волна произведет отрицательный удар при задвижке, при котором должно бы развиваться давление

$$P_{n+1} = 2P^{(n+1)} - 2P^{(n)} + P_n.$$

Это давление по вышеприведенному неравенству само должно удовлетворять неравенству:

$$P_{n+1} < P_{n-1} - P_1 - 2P^{(n)} + P_n,$$

или по формуле (41):

$$P_{n+1} < -P_1.$$

Таким образом при задвижке разовьется отрицательное ударное давление, и выступ диаграммы окончится резким переходом во впадину. Длина всего выступа для будки № I будет  $\frac{2l}{\lambda}$ . Он будет состоять из  $n + 1$  ступеней, из которых первые  $n$  имеют длины  $\frac{2s}{\lambda}$ . Эти ступени имеют высоты  $P, P_1, \dots$ , разности которых  $P - P_1, P_1 - P_2, \dots$  идут, постепенно уменьшаясь и попеременно меняя знаки.

Если  $n = 1$ , т. е. фонтан ближе к магистрали, нежели к задвижке, то диаграмма будет о двух ступенях и будет иметь вид, изображенный на фигуре 32.

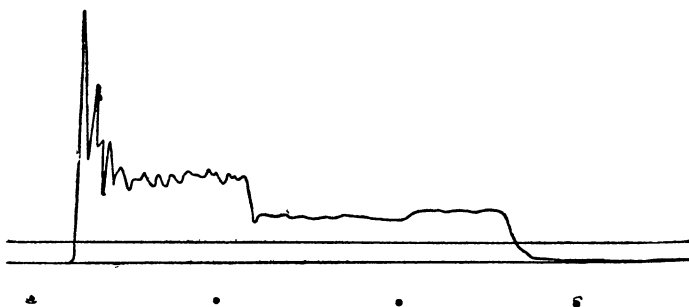
На фигуре 33 дано изображение диаграммы о трех ступенях для случая фонтана, отстоящего на 136 саженей от задвижки ( $n = 2$ ). Здесь двойное время пробега ударной волны до фонтана равно 0,46 сек. и дает теоретическое расстояние 138 саженей.

Диаграммы будок №№ II и III, смотря по тому, находится ли фонтан между будкой и задвижкой или будкой и магистралью, ступени высоты  $P, P', P_1, P'', \dots$  или ступени высот  $P', P'', P''', \dots$

Мы не определяли  $\frac{d'}{d}$ , так как изменение отверстия фонтана получалось бóльшим или меньшим открытием

крана, выпускающего фонтан. Все наше внимание при наблюдениях было сосредоточено на определении места фонтана по ударной диаграмме.

Привожу ниже таблицу опытов, произведенных 7 октября 1897 г. Мы пользовались здесь для определения расстояний скоростью ударной волны  $\lambda = 600$  саж/сек, хотя, как видно из чисел, дающих время пробега двойной длины трубы, т. е. 712,68 сажени, только в начале получалась эта скорость, потом же скорость была около 619 саж/сек.



Фиг. 33.

При  $\lambda = 619$  саж/сек следовало бы взять теоретические расстояния в 1,03 раза бóльшие. Я полагаю, что при более тщательном измерении времени указываемый нами метод может дать способ для определения места утечки трубы, нахождение которого иногда требует раскопки трубы на большом расстоянии.

## § 20. ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Резюмируем результаты вышеописанных опытов.

1) Гидравлический удар распространяется вдоль водопроводной трубы с постоянной скоростью, величина которой не зависит заметно от силы удара. Эта скорость зависит от вещества трубы и от отношения толщины ее стенок к диаметру трубы. Так как в обыкновенных чугунных водопроводных трубах упомянутое отношение

Опыты 7 октября 1897 г. над определением места утечки в трубе в 2", имеющей длину 356,3 сажени.

№ опыта	№ дыры	Скорость воды в фут/сек	Время двойного про- бега труб в сек.	Время двойного про- бега от задвижки до фонтана по диаграмме № I в сек.	Теоретическое рассто- яние фонтана от за- движки	Действительное рас- стояние от задвижки	Время двойного про- бега до фонтана по диаграмме № II в сек.	Теоретическое рассто- яние	Действительное рас- стояние	Время двойного про- бега до фонтана по диаграмме № III	Теоретическое рас- стояние	Действительное рас- стояние
1	3	3,92	1,18	0,20	60	56,5	расстояние от будки № II	75	76,9	—	—	—
2	4 (a)	3,86	1,16	0,25	75	76,9	0,25	75	76,9	—	—	—
3	4 (a)	4,18	1,15	0,26	78	76,9	0,25	75	76,9	—	—	—
4	6	3,61	1,15	0,46	138	135,6	0,44	132	135,6	—	—	—
5	6	3,60	1,15	0,44	132	135,6	0,47	141	135,6	—	—	—
6	7 (a)	3,87	1,13	0,66	198	193,9	0,25	75	76,2	—	—	—
7	7 (a)	4,42	1,15	0,66	198	193,9	—	—	—	—	—	—
8	8 (a)	3,87	1,14	0,86	258	250,6	0,46	138	133,13	расстояние от будки № III	19,2	20,2
9	(a)	4,42	1,14	0,82	246	250,6	—	—	—	0,064	81	80,9
10	10	4,13	1,15	1,02	306	315,0	0,62	186	197,9	0,27	81	80,9

несколько уменьшается с увеличением размеров трубы, то скорость распространения ударной волны для труб больших диаметров несколько меньше, нежели для труб средних диаметров. Для труб средних диаметров (от 2" до 6") эта скорость около 600 *саж/сек*, а для труб больших диаметров (24") около 470 *саж/сек*. Скорость ударной волны остается одна и та же, получается ли удар вследствие остановки течения воды в трубе или вследствие весьма быстрого поднятия давления при начале трубы.

2) Гидравлический удар распространяется по водопроводной трубе с одинаковой силой. Величина его пропорциональна потерянной при ударе скорости течения воды и скорости распространения ударной волны в трубе. Для обыкновенных чугунных водопроводных труб среднего диаметра (от 2" до 6") на каждый *фут/сек* потерянной скорости мы имеем силу удара около 4 *ат*, для трубы 24" — около 3 *ат*.

3) Явление периодического колебания ударного напора в водопроводной трубе вполне объясняется отражениями ударной волны от концов трубы (от задвижки и от магистрала).

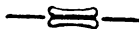
4) Транзитное течение воды не имеет влияния на удар, и последний определяется только по потерянными скоростям. В случае ударной волны, проходящей по трубе, из которой изливается вода, ударная волна отражается от начала струи так же, как она отражается от бака с постоянным давлением.

5) Опасное возрастание ударного давления происходит при переходе ударной волны с труб большого диаметра на трубы малого диаметра. При этом, достигнув концов тупиков, сила ударного давления удваивается. Такое удвоение может повториться несколько раз, так что давление может при неблагоприятных условиях возрасти до больших размеров.

6) Простейшим способом ограждения водопровода от гидравлических ударов являются приспособления к медленному закрытию кранов. При этом продолжительность закрытия должна быть пропорциональна длинам труб. Воздушные колпаки надлежащих размеров, поставленные

при кранах и задвижках, почти совершенно уничтожают гидравлический удар и не пропускают через себя ударную волну, если они поставлены на линии трубы, но сохранение воздуха в колпаках весьма затруднительно. Что касается предохранительных клапанов, поставленных на линии труб, то они пропускают через себя удар только той силы, которая соответствует упругости их пружины.

7) По ударной диаграмме, снятой с водопроводной трубы, можно определять место скопления воздушных масс в трубе и величину этих масс. Ударная диаграмма может служить для определения места утечки воды в трубе и вообще дать полные сведения о состоянии трубы.





## СОДЕРЖАНИЕ

От издательства . . . . .	5
<b>Н. Е. Жуковский. О гидравлическом ударе в водопроводных трубах . . . . .</b>	
§ 1. Вступление . . . . .	9
§ 2. Литература, относящаяся к рассматриваемому вопросу . . . . .	10
§ 3. Применение формулы Кортсвега к явлению гидравлического удара . . . . .	15
§ 4. Теоретические определения наибольшего увеличения давления во время гидравлического удара . . . . .	22
§ 5. Теоретическое определение вида ударной диаграммы в различных точках трубы . . . . .	25
§ 6. Расположение наблюдений над гидравлическим ударом при Алексеевской водокачке . . . . .	32
§ 7. Определение наибольших давлений в различных точках трубы с помощью манометров . . . . .	36
§ 8. Определение скорости распространения ударной волны $\lambda$ с помощью хронографа Марая . . . . .	39
§ 9. Ударные диаграммы, снимаемые с помощью индикаторов Кросби в различных местах трубы . . . . .	43
§ 10. Определение $\lambda$ и $P$ из диаграмм индикатора при наблюдениях над трубами в 4" и 6" . . . . .	52
§ 11. Определение $\lambda$ и $P$ из диаграмм индикатора при наблюдениях над трубой в 2" . . . . .	55
§ 12. Определение $\lambda$ и $P$ из диаграмм индикатора при наблюдениях над трубой в 24" . . . . .	63
§ 13. Возрастание величины гидравлического удара при переходе ударной волны в тупики . . . . .	68
§ 14. Отражение ударной волны от открытого конца трубы, из которого вытекает вода . . . . .	76
§ 15. О безопасном времени закрытия водовыпускных кранов . . . . .	78
§ 16. Воздушные колпаки . . . . .	79
§ 17. Предохранительные клапаны . . . . .	88
§ 18. Отыскание мест на линии трубы, в которых произошло скопление воздуха . . . . .	90
§ 19. Определение с помощью ударной диаграммы места утечки в водопроводной трубе . . . . .	92
§ 20. Заключение . . . . .	100

### Опечатки

Стр.	Строка	Напечатано	Следует	По чьей вине
17	1 снизу	$\frac{\partial p}{\partial t} - v \frac{p}{\partial x}$	$\frac{\partial p}{\partial t} - v \frac{\partial p}{\partial x}$	Тип.
86	10 сверху	согда	Когда	"
96	2 сверху	$\frac{P - P'}{h}$	$\frac{P - P'}{h}$	"
99	6 снизу	смотря по тому	дают, смотря по тому,	Корр.

Н. Е. ЖУКОВСКИЙ

О ГИДРАВЛИЧЕСКОМ  
УДАРЕ  
В ВОДОПРОВОДНЫХ  
ТРУБАХ



